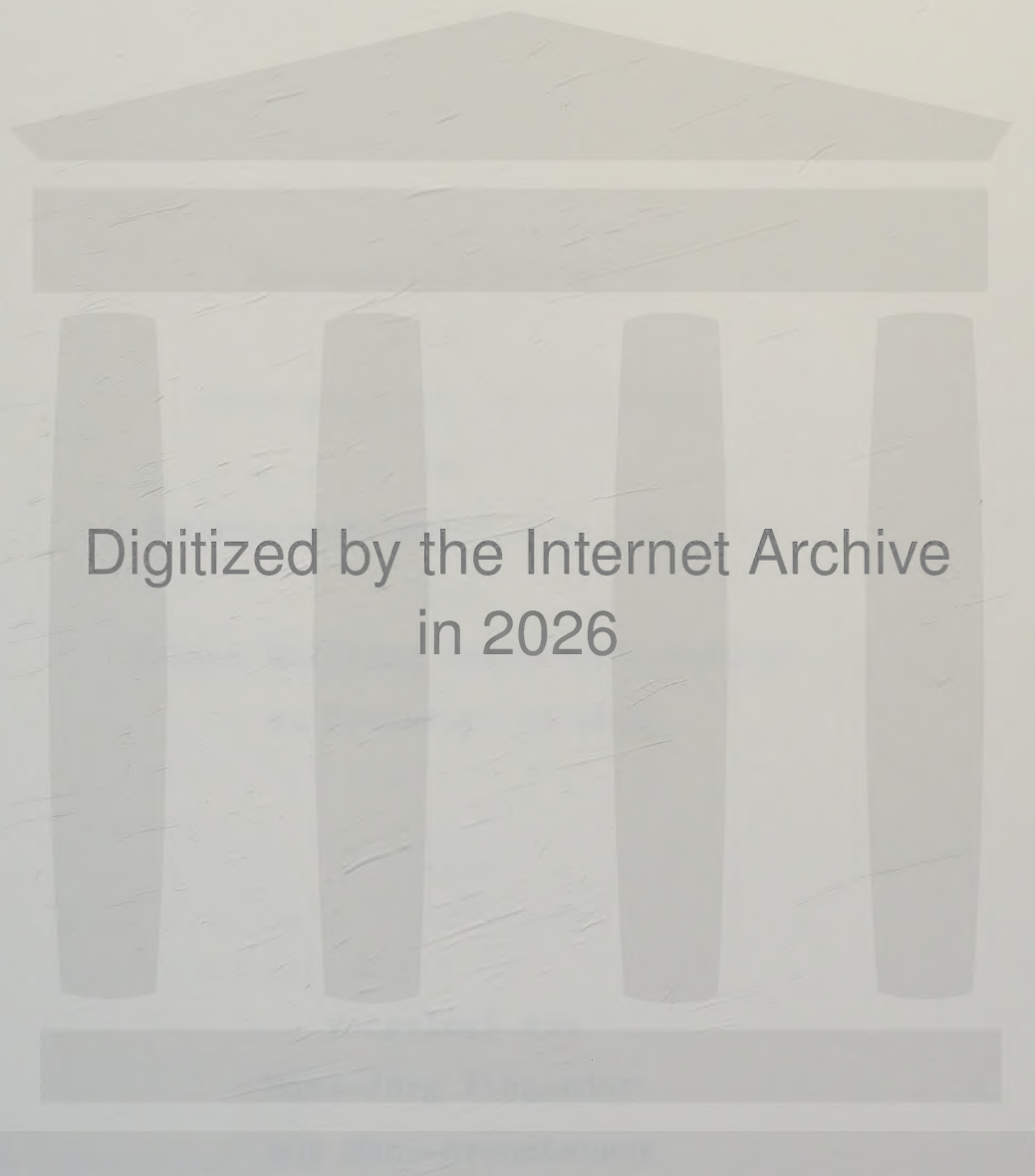


H.J.Wingender

H. J. Wingender

1971



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545303_0026

Untersuchung hochangeregter Zustände des ^{40}Ca
durch elastische Protonenstreuung

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

vorgelegt von

Hans-Jörg Wingender

aus Höhr-Grenzhausen

Frankfurt am Main, 1971

Gedruckt mit Genehmigung der naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Frankfurt am Main

Dekan: Professor Dr. H.Oelschläger

Erster Berichterstatter: Professor Dr. R.Bass

Zweiter Berichterstatter: Professor Dr. W.Greiner

Tag der mündlichen Prüfung: 30.April 1971



Inhalt

	Seite
1	Einleitung
1.1	Vorbemerkungen
1.2	Anregungsmechanismen
1.3	Isobarisch analoge Zustände
1.4	Elastische Protonenstreuung
2	Experimente
2.1	Versuchsaufbau
2.1.1	Targets
2.1.2	Detektoren
2.2	Versuchsdurchführung
2.2.1	Monitorsystem
2.2.2	Verunreinigung der Targetsubstanz
2.3	Ergebnisse der Messungen
3	Analyse
3.1	Vorbemerkungen
3.2	Bahndrehimpuls l
3.3	Apparative Auflösung
3.4	Die Parameter
3.5	Ergebnisse der Analyse
3.5.1	Parameter
3.5.2	Spin J
3.5.3	Kanalspin- und Spinmischung
3.5.4	Spektroskopische Faktoren
4	Diskussion der Ergebnisse
4.1	Vorbemerkungen
4.2	Gemessene Niveaux in ^{40}Ca
4.3	Analogzustände
4.4	Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren
5	Zusammenfassung

Anhang

1. Einleitung

1.1 Vorbemerkungen

Mit 20 Protonen und 20 Neutronen ist ^{40}Ca ein doppelt-magischer Kern; die $1d_{3/2}$ -Schale ist für Protonen und Neutronen abgeschlossen. Deshalb werden für die Zustände von ^{40}Ca Konfigurationen erwartet, die besonders einfach sind und besonders gut mit dem Einteilchen-Schalenmodell übereinstimmen. Figur 1.1 zeigt einige Beispiele: Fall A gibt die abgeschlossene $1d_{3/2}$ -Schale des ^{40}Ca -Grundzustandes mit $J^\pi=0^+$ wieder; die Fälle B und C zeigen einfache 1-Teilchen-1-Loch-Konfigurationen ($\pi = -, \vec{J} = \vec{J}_T + \vec{J}_L$); die simple Vorstellung ist: ein Nukleon im Feld eines Rumpfkerns, im vorliegenden Fall ein Proton im Feld eines ^{39}K -Rumpfes. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass weitere Wechselwirkungen zu berücksichtigen sind, sodass auch tiefer liegende Schalen beitragen (Fälle D, E in Figur 1.1) und n-Teilchen-n-Loch-Konfigurationen auftreten (Fall F in Figur 1.1); auch Konfigurationsmischungen sind möglich (Fall G in Figur 1.1). Ist der Isospin eine gute Quantenzahl, sind p- und n-Anregungen in der in Fall H gezeigten Weise (1T-1L) gekoppelt: $((2T_0+1)^{-1/2}((p\text{-Anregung}) + (2T_0)^{1/2}(n\text{-Anregung})))$, wobei $T_0=1/2$ der Isospin des ^{39}K -Grundzustandes ist. Auch kollektive Anregungen sind möglich, sollen aber hier nicht diskutiert werden.

In einem einfachen Teilchen-Loch-Bild können die Niveaux von ^{40}Ca durch folgende Konfigurationen beschrieben werden:

$(d_{3/2}^{-1} \ f_{7/2}) \ T=0$	$E_c^* = 4.87 \text{ MeV}$	} (Er 66)
$(d_{3/2}^{-1} \ p_{3/2}) \ T=0$	$E_c^* = 6.85 \text{ MeV}$	
$(d_{3/2}^{-1} \ f_{7/2}) \ T=1$	$E_c^* = 8.10 \text{ MeV}$	
$(d_{3/2}^{-1} \ p_{3/2}) \ T=1$	$E_c^* \approx 9.5 \text{ MeV}$	
$(d_{3/2}^{-1} \ p_{1/2}) \ T=0$		

Dabei sind die E_c^* die Schwerpunkte der jeweiligen Multipletts. Die E_c^* -Werte der (T=0)-Konfigurationen sind kleiner als die Werte der entsprechenden (T=1)-Konfigurationen. Infolgedessen liegen die Niveaux der $(d_{3/2}^{-1} \ p_{3/2})_{T=1}$ - und $(d_{3/2}^{-1} \ p_{1/2})_{T=0}$ -Konfigurationen im gleichen Anregungsbereich, sodass Konfigurationsmischungen wahrscheinlich werden.

1.2 Anregungsmechanismen

Von Reaktionen, die einem ^{39}K -Targetkern ein Proton anlagern, wird erwartet, dass sie bevorzugt solche Niveaux anregen, deren Konfiguration durch ^{39}K -Rumpf+Proton beschrieben werden kann: $(d3/2)^{-1}_p$ (höhere Schale)_p. Solche Reaktionen sind:

$^{39}\text{K}(^3\text{He}, d)^{40}\text{Ca}$, die von Erskine (Er 66) und Seth (Se 67) untersucht wurde;

$^{39}\text{K}(d, n)^{40}\text{Ca}$, die von Bass (Ba 67), Bindhardt (Bi 69) und Fuchs (Fu 69) untersucht wurde;

der Zweistufenprozess $^{39}\text{K}(d, n)^{40}\text{Ca}^*(p)^{39}\text{K}$ wurde ebenfalls von Bindhardt gemessen (Bi 69);

Messungen der elastischen Protonenstreuung $^{39}\text{K}(p, p)^{39}\text{K}$ wurden von de Meijer (Me 70) und in der vorliegenden Arbeit durchgeführt; bei den beiden zuletzt genannten Prozessen ist ^{40}Ca nicht das Endprodukt sondern ein Zwischensystem, das durch Protoneneinbau gebildet und dessen Protonenzerfall beobachtet wird, wohingegen bei der (d, n) -Reaktion die Information aus einem Stripping-Prozess gewonnen wird.

Alle diese Prozesse sollten die gleiche Information liefern.

Der Eingangskanal der $^{39}\text{K}(p, \gamma)$ -Reaktion ist in gleicher Weise selektiv wie die oben aufgeführten Reaktionen; die Selektivität des Ausgangskanals wird durch die γ -Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmt. Die Reaktion wurde sehr genau von Leenhouts (Le 66) gemessen.

Die Reaktionen $^{40}\text{Ca}(p, p\gamma)^{40}\text{Ca}$ (Gr 65) und $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha'\gamma)^{40}\text{Ca}$ (Ba 65), (Sp 65) liefern Informationen über kollektive Aspekte der primär angeregten ^{40}Ca -Zustände und über ihren γ -Zerfall.

1.3 Isobarisch analoge Zustände

Unter der Voraussetzung, dass der Isospin eine gute Quantenzahl ist, existieren isobarisch analoge Zustände. Sie werden dadurch erreicht, dass anstelle eines Neutrons in die gleiche Schale ein Proton eingebaut wird. Demgemäß haben Analog- und Urbildzustand gleichen Spin und gleiche Parität (Figur 1.1). Durch die Unterschiede in den Coulombenergien der Isobaren kommen Versetzungen der isobarisch analogen Niveaux zustande (Figur 1.2).

Der Urbildkern der $(T=1)$ -Zustände des ^{40}Ca ist ^{40}K . Das den Grundzustand und die drei ersten angeregten Zustände von ^{40}K umfassende Quadruplett ($J^\pi=4^-, 3^-, 2^-, 5^-$) wird durch die Konfiguration $(d3/2^{-1} f7/2)_{T=1}$ beschrieben. Als erstem gelang es Erskine (Er 66) mit der $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d)$ -Reaktion, die isobarisch analogen Zustände in ^{40}Ca zu finden. Bestätigt wurden diese Ergebnisse von Seth (Se 67) ebenfalls mit $^{39}\text{K}(^3\text{He}, d)$ und Fuchs mit $^{39}\text{K}(d, n)$ (Fu 69) (Figur 1.2).

Der Konfiguration $(1d3/2^{+1} 2p3/2)_{T=1, T_z=1}$ entspricht ein Quadruplett bei der Anregungsenergie $E^* \approx 2$ MeV. Die isobarisch analogen Niveaux in ^{40}Ca liegen nach Fuchs (Fu 69) bei $E^* \approx 9.4$ MeV. Dieser Wert ist etwa 1 MeV höher als die Protonenschwelle bei $E_{\text{th}}^* = 8.333$ MeV. Der Bahndrehimpuls ist $l=1$. Zur Untersuchung dieser Zustände in ^{40}Ca wurden folgende Reaktionen verwendet (Figur 1.3):

- a) Zweistufenprozess $^{39}\text{K}(d, np)$ (Bi 69)
- b) direkte Reaktion $^{39}\text{K}(d, n)$ (Fu 69)
- c) elastische Streuung $^{39}\text{K}(p, p)$ (Me 70) und vorliegende Arbeit.

Prinzipiell könnten nach Tabelle 1.1 die Niveaux der Konfiguration $(d3/2^{-1} f7/2)_{T=1}$ mit $J^\pi=2^-, 5^-$ mit der elastischen Protonenstreuung vermessen werden, da ihre Anregungsenergien oberhalb der Schwelle für Protonenemission liegen ($E_{\text{th}}^* = 8.333$ MeV) (Figur 1.3). Jedoch werden solche Messungen ($E_p = 150 - 250$ keV) durch Coulomb- und Drehimpulswall ($l=3$) unmöglich gemacht. Dagegen können die Niveaux der $(d3/2^{-1} p3/2)_{T=1}$ -Konfiguration auf diese Weise untersucht werden.

Konfiguration	$E^*(^{40}\text{K})$ J^π (En 59)	E^*_C	$E^*(^{40}\text{Ca})$ (Er 66, Fu 69)	E^*_C (MeV)
$(d3/2^{-1} f7/2)_{T=1}$	4^- 0.	0.430	7.660	8.092
	3^- 0.030		7.693	
	2^- 0.800		8.473	
	5^- 0.890		8.543	
$(d3/2^{-1} p3/2)_{T=1}$	2^- 2.042	2.213	9.404	9.73
	3^- 2.064 *)		9.410	
	1^- 2.099		9.435	
	0^- 2.622		10.04	

*) Dieses Niveau zeigt starke Konfigurationsmischung (Ba 70).

Tabelle 1.1 Isobarisch analoge Zustände

Das Niveau mit $E^*=2.064$ MeV in ^{40}K zeigt starke Konfigurationsmischung. Bass und Wechsung (Ba 70) geben folgende Werte an:

$$\begin{aligned}
 &3\% (d3/2)^{-1}_p (f7/2)_n \\
 &65\% (d3/2)^{-1}_p (p3/2)_n \\
 &32\% (s1/2)^{-1}_p (f7/2)_n.
 \end{aligned}$$

Für das analoge Niveau in ^{40}Ca bedeutet das:

$$\begin{aligned}
 &3\% 0.5 ((d3/2)^{-1}_p (f7/2)_p + (d3/2)^{-1}_n (f7/2)_n) \\
 &65\% 0.5 ((d3/2)^{-1}_p (p3/2)_p + (d3/2)^{-1}_n (p3/2)_n) \\
 &32\% 0.5 ((s1/2)^{-1}_p (f7/2)_p + (s1/2)^{-1}_n (f7/2)_n).
 \end{aligned}$$

Die Anregungsenergien der ^{40}Ca -Niveaux der $(d3/2^{-1} p3/2)_{T=1}$ -Konfiguration in Tabelle 1.1 sind der Arbeit von Fuchs et al. (Fu 69) entnommen; bei dieser Zuordnung handelt es sich eher um eine Vermutung als um eine Identifizierung. Andere Autoren erhalten andere Ergebnisse (vgl. Kap. 4.3).

1.4 Elastische Protonenstreuung

Zur elastischen Streuamplitude tragen folgende Anteile kohärent bei: Coulomb-, Kern- und Resonanzstreuamplitude. Die dadurch im Formalismus für den Wirkungsquerschnitt auftretenden Interferenzterme enthalten je zwei verschiedene Amplituden als Produkt. So ist es möglich, Vorzeichen und Grössen der Kern- bzw. Resonanzamplituden mit der bekannten Rutherfordamplitude zu vergleichen. Da die Amplituden in die Interferenzterme linear eingehen, bringen selbst - verglichen mit der Rutherfordamplitude - kleine Kern- und Resonanzamplituden merkbare Beiträge zum Wirkungsquerschnitt.

Zu Beginn dieser Arbeit lagen im interessierenden Anregungsbereich weder (p,p)- noch (d,n)- noch (^3He ,d)-Daten vor. Bei der Suche nach und der Untersuchung von hochangeregten Zuständen in ^{40}Ca - darunter möglicherweise Analogzustände zum $(d3/2^{-1}p3/2)_{T=1}$ -Quadruplett in ^{40}K - sollten die Vorteile der (p,p)-Messung gegenüber (d,n)- und (^3He ,d)-Messungen ausgenutzt werden, nämlich: die bessere Energie-auflösung und die Möglichkeit, Aussagen über den Niveauspin J, die Kanalspinmischung und die Spinmischung zu machen.

Voraussetzung für eindeutige Analysen des Wirkungsquerschnitts ist, dass die Zahl der Analysenparameter der Messgenauigkeit angepasst ist. Die Grundlagen der Analyse sind bei Blatt und Biedenharn (Bl 52) und Christy (Ch 56) angegeben.

Der Kanal für Protonenemission aus ^{40}Ca öffnet sich bei einer Anregungsenergie von $E^* = 8.333 \text{ MeV}$ (Figur 1.3).

2 Experimente

2.1 Versuchsaufbau

Als Protonenquelle für die $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ -Streuung wurde der 5.5-MV-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik, Frankfurt, verwendet. Die Energieunschärfe ΔE und die Energiekonstanz δE des Strahls im Messkanal wurden bestimmt: $\delta E = \pm 1$ keV (für mindestens 30 min.)
 $\Delta E = 1.5$ keV.

ΔE wurde mit den $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)$ -Resonanzen bei $E_p = 991$ keV ($\Gamma = 100$ eV) und $E_p = 1364$ keV ($\Gamma = 70$ eV) gemessen. Da sowohl Targetdicke wie Strahlunschärfe wesentlich grösser als Γ sind, entspricht die halbe Breite des Resonanzanstiegs etwa der Halbwertsbreite des Strahlprofils (Figur 2.1).

δE wurde mit Reaktionen gemessen, deren Ausbeute stark energieabhängig ist. Hier wurden die oben genannten $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)$ -Resonanzen und die $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$ -Schwelle bei $E_{\text{th}} = 1.881$ MeV verwendet (Figuren 2.1 und 2.2). Durch Messung der Ausbeute als Funktion der Einschussenergie in diesen Bereichen und mehrmaliges Nachmessen einzelner Punkte kann die Energieinstabilität des Strahls bestimmt werden.

Zur Energieeichung des Beschleunigers wurden wiederum die genannten $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)$ -Resonanzen und die $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$ -Schwelle verwendet. Bei der Resonanzreaktion liegt die Resonanzenergie in der Mitte des Anstiegs; im Falle der (p,n)-Reaktion liegt die Schwellenenergie im Schnittpunkt der Anstiegsgeraden mit dem Untergrund.

Protonenstreuung und Nachweis der gestreuten Protonen wurden in der (65 cm $\varnothing$)-Streukammer des Instituts durchgeführt (Na 69) (Figur 2.3). Der Teilchenstrahl durchsetzt ein in der Mitte der Kammer unter 45° zur Strahlrichtung aufgehängtes Target (KI auf C-Folie). Die am Target gestreuten Protonen werden, ohne die C-Folie zu durchlaufen, in fünf unter Rückwärtswinkeln aufgestellten Detektoren nachgewiesen.

Hinter dem Target trifft der Teilchenstrahl auf eine Au-Folie; der durchtretende Anteil wird in einem Faraday-Käfig aufgefangen und mit einem Stromintegrator gemessen.

Die an der Au-Folie unter $\Theta_{\text{Lab}}=62.5^\circ$ gestreuten Protonen - reine Coulombstreuung bei den vorkommenden Energien - werden in einem Detektor registriert. Stromintegrator und Coulombstreuung dienen zur Messung der auf das Target fallenden Ladung und als einander kontrollierende Monitore.

2.1.1 Targets

Als Targetsubstanz wurde nach Vorversuchen mit metallischem Kalium KI in natürlicher Isotopenzusammensetzung verwendet. KI reagiert weniger heftig mit Gasresten in der Streukammer und ist temperaturbeständiger als K. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass die elastische Protonenstreuung an I bei den hier vorkommenden Protonenenergien reine Coulombstreuung ist und als Targetmonitor benutzt werden kann.

	KI	K	I
Isotopenzusammensetzung	/	93.1%(39) 6.9%(41)	100%(127)
Schmelzpunkt	723 °C	63.5 °C	/
Coulombschwelle für p	/	≈5.7 MeV	11 MeV

Tabelle 2.1 Eigenschaften der Targetsubstanzen

KI wurde auf C-Folien durch Vakuumbedampfung aufgebracht. Die Schichtdicke entsprach einem Energieverlust von 1 bis 2 keV im Messbereich und wurde während des Bedampfungsvorgangs mit der Schwingquarzmethode bestimmt und nachher anhand der Coulombstreuung an Iod kontrolliert. Um die Temperatur des Targets bei der Messung niedrig zu halten, und ein Verdampfen des KI bzw. ein Entweichen des I zu verhindern, wurden C-Folien hergestellt, deren Dicke einem Energieverlust von etwa 10 keV im Messbereich entspricht, und als Targetunterlage verwendet. Unter diesen Bedingungen konnte mit Strahlintensitäten bis 100 nA gearbeitet werden.

2.1.2 Detektoren

Als Detektoren wurden Si-Halbleiterdetektoren mit schichtdicken von etwa $500\text{ }\mu$ verwendet. Fünf Detektoren wurden in der Streukammer unter Winkeln angebracht, die den Nullstellen der Legendreschen Polynome vom Grade $l=1$ bis 5 entsprechen (Tab.2.2).

l	0	1,3,5	2	3	4	5
$\theta_{CM} =$	-	90°	125.25°	140.75°	109.52°	155°
$\theta_{Lab} =$	-	88.5°	124°	140°	108.4°	154.4°

Tabelle 2.2 Nullstellen der Legendreschen Polynome,
 θ_{Lab} für $^{39}\text{K}(p,p)$

Blendensystem und Winkelöffnung sind in Figur 2.4 angegeben.

Die Winkelauflösung beträgt im ungünstigsten Bereich, bei $\theta_{Lab} = 90^\circ$ und mit maximaler Winkelöffnung von 2.2° etwa 1 bis 2 keV. Die Raumwinkelöffnung des Blendensystems beträgt für die in Figur 2.4 angegebenen Werte bei kreisförmigen Blenden $\Delta\Omega = 2.93 \cdot 10^{-4}$ sr.

Die mit diesem System von Detektoren und Blenden ohne Detektor- kühlung erreichte Auflösung betrug für die K-Linie im Messbereich etwa $\Delta E_p \approx 11 - 15$ keV. Ein Beispiel ist in Figur 2.5 angegeben. Das Spektrum zeigt fünf Linien verschiedener Intensität, die von links nach rechts der elastischen Protonenstreuung an Kohlenstoff, Sauerstoff, Kalium, Kupfer und Jod entsprechen. Es handelt sich um eine Cu-verunreinigte C-Folie, die als Targetunterlage bei den eigentlichen Messungen nicht verwendet wurde (vgl. Kap. 2.2). Die hier besprochene Auflösung der Spektren ergibt sich aus Detektorrauschen und Anteil der Verstärkerelektronik. Effekte der Strahlenschärfe, der Targetdicke und der Winkelauflösung sind für die spektrale Auflösung vernachlässigbar, da sie nur etwa jeweils 1 bis 2 keV ausmachen. Targetdicke und Strahlenschärfe sind die einzigen Effekte, die zur Auflösung der Anregungsfunktion beitragen (vgl. Kap. 2.3).

Um für alle Detektoren die gleiche Raumwinkelöffnung zu gewährleisten, wurde vor jedem Experiment die elastische Protonenstreuung an einer Au-Folie gemessen. Die Detektorjustierung wurde so

vorgenommen, dass die Abweichung der Messwerte von der Rutherfordwinkelverteilung möglichst klein werden ($\leq 3\%$). Die verbleibenden Abweichungen wurden bei der Auswertung mit Korrekturfaktoren berücksichtigt. Dabei sind Intensitätseffekte, die durch die Verschiedenheit der CM-Systeme im Au(p,p)- und K(p,p)-Fall auftreten, vernachlässigbar. Während des Experimentes wurde die I(p,p)-Streuung als Kontrolle für die Justierung verwendet.

2.2 Versuchsdurchführung

Die Niveaux der Konfiguration $(1d_{3/2}^{-1} 2p_{3/2})_{T=1, T_3=0}$ werden in einem Anregungsbereich erwartet, der Einschussenergien zwischen $E_p = 1$ MeV und 1.8 MeV entspricht. Dabei vermutet man nur das Niveau mit $J = 0$ oberhalb $E_p = 1.5$ MeV. Eine Suche nach diesem wurde hier nicht durchgeführt, ist aber geplant.

Die Anregungsfunktionen wurden im Bereich $1.061 \text{ MeV} \leq E_p \leq 1.587 \text{ MeV}$ mit einer Schrittweite von $\Delta E_p = 1$ keV gemessen (Figur 2.7). Die untere Grenze des Messbereichs wurde durch die Auflösung der Detektoren festgelegt. Für $E_p \leq 1.05$ MeV überlappen die Linien der an K bzw. I gestreuten Protonen bei $\theta_{\text{Lab}} = 88^\circ$ so sehr, dass ihre Trennung problematisch wird.

Für $E_p \geq 1.4$ MeV wurde keine Resonanz gefunden. Die Messreihe wurde bei $E_p = 1.587$ MeV aus Zeitgründen abgebrochen.

Die Energieauflösung der Anregungsfunktion wird durch die Strahlunschärfe ($\text{HWB} \approx 1.5$ keV) und die Targetdicke ($\text{HWB} \approx 1$ keV) bestimmt. Das Energieprofil der Faltungsfunktion setzt sich zusammen aus den Profilen des Strahls und des Targets (vgl. Kap. 3). Die Fehler der gemessenen Pulszahlen sind kleiner als 1.5%.

2.2.1 Monitorsystem

Es wurden drei Monitore verwendet. Ein Stromintegrator misst die in den Faraday-Käfig fallende Ladung und schaltet die Registriergeräte bei Erreichen einer vorgewählten Ladungsmenge Q ab. Ebenfalls ein Mass für die Ladungsmenge Q sind die Coulombstreuung an der Au-Folie und am Jod des KI-Targets. So wurde eine dreifache Kontrolle des Wertes von Q erreicht. Darüber hinaus dient die Coulombstreuung am Jod a) zur Kontrolle der Targetdicke und

b) zur Kontrolle der Detektorjustierung.

Durch Vergleich des Rutherfordstreuquerschnitts mit der gemessenen Ausbeute der $I(p,p)$ -Streuung wurde die absolute Targetdicke bestimmt und kontrolliert. Eine relative Kontrolle wurde durchgeführt, indem die Pulszahlen der $Au(p,p)$ - und $I(p,p)$ -Streuung miteinander verglichen wurden; ihr Verhältnis sollte energieunabhängig sein.

Die Detektorjustierung wurde geprüft, indem die Pulszahlen der $I(p,p)$ -Streuung für verschiedene Winkel θ miteinander verglichen; sie sollten proportional zu $\sin^{-4}(\theta/2)$ sein.

2.2.2 Verunreinigung der Targetsubstanz

Verunreinigungen der Targetsubstanz oder der C-Folie können die Messungen empfindlich stören, wenn es sich dabei um Kerne mit $A \approx 40$ handelt. Figur 2.5 zeigt ein Spektrum elastisch gestreuter Protonen. Eine klar erkennbare Verunreinigung, die möglicherweise stören könnte, ist Cu; es wird bei fehlerhafter Herstellung von C-Folien in diese eingebracht. Messungen werden nur mit Cu-freien C-Folien durchgeführt. Eine bessere Linientrennung ist in Figur 2.6 zusehen. Sie zeigt ein Spektrum elastisch gestreuter α -Teilchen ($E_\alpha = 8.00$ MeV). Hier sind die Linien der an ^{39}K und ^{41}K gestreuten Teilchen gut getrennt; eine Störung durch ^{40}Ca wäre sichtbar. Die vorhandenen $\text{Cl}(p,p)$ - (das gilt für beide Isotope) bzw. $^{41}\text{K}(p,p)$ -Impulse sind nicht unbedingt von der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Linie zu trennen. In natürlichem Kalium ist ^{41}K zu etwa 7% enthalten. Dem entspricht gut das Verhältnis der Pulszahlen in Figur 2.6. Aus diesem Spektrum kann auf eine maximale Cl-Verunreinigung von 10% geschlossen werden. Um Resonanzeffekte der bei

$^{39}\text{K}(p,p)$ beobachteten Grössenordnung zu bewirken, müssten die Protonenbreiten Γ_p der $\text{Cl}(p,p)$ - bzw. $^{41}\text{K}(p,p)$ -Streuung grösser als 3 keV ($\Gamma_p \approx 3$ keV) sein. Derartige Breiten wurden im fraglichen Energiebereich nicht beobachtet ($^{41}\text{K}(p,p)$ vgl. (Me 70a), $^{37}\text{Cl}(p,p)$ vgl. (Bo 69)).

In den gemessenen Anregungsfunktionen (Figur 2.7) treten einige Resonanzen auf, deren Vorhandensein im Widerspruch zu den Ergebnissen anderer Autoren steht; das gilt besonders für die Resonanz bei $E_p = 1.064$ MeV (vgl. Kap. 2.3). Um auch positiv ausschliessen, dass diese Resonanzen von ^{35}Cl , ^{37}Cl oder $^{40}\text{Ca}(p,p)$ herrühren, wurde die elastische Protonenstreuung an Cl und Ca in der Umgebung von $E_p = 1.064$ MeV gemessen. Als Targetsubstanzen dienten BaCl_2 und CaCO_3 bzw. Im fraglichen Energiebereich wurde bei diesen Messungen keine Resonanz gesehen (Figur 2.8). Zur Prüfung der Methode wurde mit dem CaCO_3 -Target die Resonanz der $^{40}\text{Ca}(p,p)$ -Streuung bei $E_p = 1.360$ MeV (En 67) nachgemessen und aufgefunden (Figur 2.8).

2.3 Ergebnisse der Messungen

Die Protonenspektren der Detektoren wurden mit einem Vielkanalanalysator registriert, auf Lochstreifen gespeichert und auf Lochkarten übertragen. Die Daten wurden maschinell gezeichnet und die Kanalinhalt aufsummiert. Sodann wurden die Intensitäten der $\text{K}(p,p)$ -, $\text{I}(p,p)$ - und $\text{Au}(p,p)$ -Streuung bestimmt: P_K, P_I, P_{Au} bzw. Einzelne Werte P_K, P_I, P_{Au} wurden schon während der Messungen ausgewertet und zu den in Kapitel 2.2.1 beschriebenen Kontrollen verwendet. Diese Kontrollen wurden nachträglich genauer durchgeführt.

Ist σ der differentielle Wirkungsquerschnitt der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung, und σ_c der differentielle Coulombquerschnitt, dann ist

$$P_K / P_{\text{Au}} \approx \sigma / \sigma_c .$$

Das Verhältnis σ / σ_c ist in Abhängigkeit von der Energie für die verschiedenen Winkel in Figur 2.7 aufgetragen. Diese Anregungsfunktionen zeigen im Messbereich 13 Resonanzen.

Da im Verlauf der Messungen auf der Targetoberfläche C-Niederschläge gebildet wurden, mussten an den Protonenenergien Korrekturen angebracht werden, die sich gegen Ende einer Messperiode von etwa einer Woche auf mehrere keV belaufen konnten (0-6keV). Ausserhalb der Resonanzen lässt sich aus der Energie- und Winkelabhängigkeit von σ/σ_c ablesen, dass innerhalb der Messgenauigkeit gilt:

$$\sigma = \sigma_c .$$

Zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts genügen demnach zwei Streuamplituden: f_c für die Coulomb- und f_{res} für die Resonanzstreuung:

$$\sigma = |f_c + f_{res}|^2 .$$

In Figur 2.9 bis 2.15 sind die Resonanzen einzeln gezeichnet. Die Punkte stellen die Messwerte dar, die ausgezogenen Linien die besten Anpassungen (vgl. Kap. 3).

Tabelle 2.3 gibt eine Übersicht der im hier interessierenden Anregungsbereich gefundenen Niveaux von ^{40}Ca und einen groben Vergleich der Ergebnisse. Spalte 1 enthält Werte, die aus der $^{39}\text{K}(p,\gamma)$ -Reaktion gewonnen wurden (Le 66); Spalte 2 gibt eine Aufstellung der Neutronenenergien, die bei der $^{39}\text{K}(d,n)$ -Reaktion beobachtet wurden (Fu 69); Spalte 3 zeigt Resonanzenergien der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung (Me 70); Spalte 4 zeigt unsere Ergebnisse.

1 $^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$ E^* (MeV)	2 $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})$ E^* (MeV)	3 $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ E^* (MeV)	4 $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ E^* (MeV)	E_p (MeV)	Nr.
-	-	-	9.692	1.392	1
9.672	9.666	9.669	9.674	1.375	2
9.658	-	-	-	-	-
9.643	-	-	9.642	1.342	3
9.637	-	-	-	-	-
9.608	-	9.604	-	-	-
9.606	9.601	9.603	9.605	1.305	4
-	-	-	9.582	1.278	5
-	-	-	9.560	1.259	6
9.540	-	-	-	-	-
9.539	9.533	9.537	9.536	1.234	7
9.503	-	-	9.503	1.200	8
-	-	-	9.472	1.168	9
9.457	9.455	9.454	9.459	1.155	10
9.435	-	-	-	-	-
9.433	9.431	9.432	9.434	1.129	11
9.421	-	-	-	-	-
9.408	9.408	9.405	9.409	1.104	12
9.404	-	-	-	-	-
9.392	-	-	-	-	-
9.381	-	-	-	-	-
9.367	-	-	9.370	1.064	13

Tabelle 2.3 Niveaux in ^{40}Ca , Ergebnisse verschiedener Autoren
 1) (Le 66)
 2) (Fu 69)
 3) (Me 70)
 4) unsere Arbeit

3 Analyse

3.1 Vorbemerkungen

Im untersuchten Energiebereich wird die Streuamplitude der $K(p,p)$ -Streuung aus Coulomb- und Resonanzstreuamplitude - $f_c(\theta)$ und $f_1(\theta)$ bzw. -gebildet (vgl. Kap. 2.3). Eine Potentialstreuamplitude ist vernachlässigbar.

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f_1(\theta) ; \quad \sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 \\ = \sigma_c(\theta) + \sigma_1(\theta) + \sigma_{int}(\theta) ,$$

wobei $\sigma_c, \sigma_1, \sigma_{int}$ Rutherford-, Resonanz- und Interferenzterm bzw. des Streuquerschnitts sind.

Konkurrenzreaktionen zur $^{39}K(p,p)$ -Streuung sind im untersuchten Energiebereich die $^{39}K(p,\gamma)$ - und die $^{39}K(p,\alpha)$ -Reaktion.

Seien $\Gamma_p, \Gamma_\gamma, \Gamma_\alpha$ die entsprechenden Breiten und $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha$ die Gesamtbreite, dann ist $\Gamma \approx \Gamma_p$ wegen $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_p$ und $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_p$ (Cl 60).

Der Spin des Grundzustandes von ^{39}K ist durch das Protonenloch in der $d_{3/2}$ -Schale gegeben: $j_T = 3/2$.

Der Spin des Geschossprotons ist: $i_p = 1/2$.

Der Kanalspin ist definiert als: $\vec{s} = \vec{j}_T + \vec{i}_p$, $s = 1, 2$.

Der Bahndrehimpuls des Protons ist $\vec{l}$ und der Gesamtdrehimpuls $\vec{j}_p = \vec{l} + \vec{i}_p$, $j_p = l \pm 1/2$.

Für den Spin des Zwischenzustandes gilt:

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} \quad \text{und} \\ \vec{J} = \vec{j}_p + \vec{j}_T .$$

In Anhang 1 sind die Beziehungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\theta)$ nach Christy (Ch 56) angegeben. Die Vorbemerkungen sind dabei berücksichtigt.

3.2 Bahndrehimpuls 1

Im untersuchten Energiebereich ist die Wahrscheinlichkeit, dass Protonen in Bahnen mit $l > 2$ eingebaut werden, vernachlässigbar. Für die Bahndrehimpulse $l = 0, 1, 2$ und die Laborwinkel $\theta_{\text{Lab}} = 90^\circ, 110^\circ, 124^\circ, 140^\circ, 154^\circ$ ist das Verhalten der Anregungsfunktionen qualitativ wiedergegeben (Figur 3.1). Die Kurven gelten für Resonanzenergien im Bereich $1.0 \text{ MeV} \leq E_p \leq 1.8 \text{ MeV}$. Ein Vergleich mit den gemessenen Resonanzen (Figuren 2.9 bis 2.15) zeigt, dass in allen Fällen der Bahndrehimpuls den Wert $l = 1$ hat. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Angaben von Fuchs et al. (Fu 69) und de Meijer et al. (Me 70), soweit diese Autoren die Resonanzen gefunden haben.

Damit sind die verschiedenen Spinwerte eingeschränkt:

$j_p = 1/2, 3/2$ und $J^\pi = 1^-, 2^-$ bzw. $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ entsprechend den Konfigurationen $(1d3/2^{-1} 2p1/2)_{T=0, T_3=0}$ bzw. $(1d3/2^{-1} 2p3/2)_{T=1, T_3=0}$.

Spinmischung, Kanalspinmischung und Isospinmischung sind möglich für $J = 1, 2$.

Die Beziehung für den Wirkungsquerschnitt ist aus drei Anteilen gebildet: dem Rutherfordquerschnitt σ_c , dem Resonanzterm σ_1 und dem Interferenzanteil σ_{int} :

$$\sigma(E, \theta) = \sigma_c(E, \theta) + \sigma_1(E, \theta) + \sigma_{\text{int}}(E, \theta).$$

Mit $l=1$ erhält der Resonanzterm folgende einfache Gestalt:

$$\sigma_1 = (\lambda^2/4)(2J+1)\Gamma(1+f(J, \alpha_2^2))P_2(\cos\theta)\alpha(E, E_r, \Gamma). \text{ Dabei ist}$$

$$\alpha(E, E_r, \Gamma) = \frac{1}{\Gamma} \left(1 + \left(\frac{2}{\Gamma} (E_r - E) \right)^2 \right)^{-1}, \text{ } E_r \text{ ist die Resonanzenergie}$$

und f eine von Spin und Kanalspinanteil abhängige Grösse, die Werte zwischen 0 und 0.7 annehmen kann (vgl. Anhang 1 und Figur 3.2). $\alpha(E, E_r, \Gamma)$ ist symmetrisch zur Resonanzenergie E_r .

Der Interferenzterm besteht aus einem zur Resonanzenergie symmetrischen und einem asymmetrischen Anteil:

$$\sigma_{\text{int}} = (2J+1)\Gamma(B(E, \theta)\beta(E, E_r, \Gamma) + A(E, \theta)\alpha(E, E_r, \Gamma)) \quad \text{mit}$$

$$\beta(E, E_r, \Gamma) = \alpha(E, E_r, \Gamma)(2/\Gamma)(E_r - E).$$

Die Grössen $E_r, (2J+1), f, \Gamma$ sind Parameter der Anpassung.

3.3 Die apparative Auflösung

Die Targetdicke $d \approx 1 - 2$ keV und die Strahlunschärfe $\Delta E \approx 1 - 2$ keV bestimmen die Apparative Auflösung der Anregungsfunktionen. Die Intensitätsverteilung der Protonenenergien des Teilchenstrahls im Target ist bestimmbar, indem z.B. eine sehr schmale (p, γ) -Resonanz sehr sorgfältig ausgemessen wird. Eine solche Untersuchung wird hier nicht durchgeführt. Für Resonanzen mit $l=1$ verschwindet der Interferenzterm des Streuquerschnitts bei $\Theta_{CM}=90^\circ$. Wenn Γ viel kleiner als die Halbwertsbreite b des Energiespektrums des Protonenstrahls im Target ist, gibt die Form der Resonanz bei $\Theta_{CM}=90^\circ$ ein Bild der Verteilungsfunktion der Protonenenergien. Diese nicht oder ungenau bekannte Verteilungsfunktion wird ersetzt durch die Faltungsfunktion $f(E, E')$ mit der Halbwertsbreite b . Als Faltungsfunktion wird üblicherweise eine Gaussverteilung gewählt. In diesem Fall ist die Faltung nur numerisch durchführbar, wodurch sehr lange Rechenzeiten benötigt werden. Ausserdem sprechen wahrscheinlich keine physikalischen Gründe für die Faltung mit einer Gaussfunktion. Hier werden einige Faltungsfunktionen versucht, die den Resonanzverlauf bei $\Theta_{CM}=90^\circ$ ungefähr wiedergeben und für die die Faltung geschlossen durchgeführt werden kann.

Sei $g(E') = \sigma(E')$ die zu faltende Funktion und $f(E, E')$ die Faltungsfunktion, Dann ist das Ergebnis der Faltung

$$F(E) = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} f(E, E') dE' \right)^{-1} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} g(E') f(E, E') dE'$$

Der Wirkungsquerschnitt zeigt nur in Resonanznähe eine von den Termen $\sigma(E, E_r)$ und $\beta = \beta(E, E_r)$ herrührende starke Energieabhängigkeit, sodass bei der Faltung nur diese Terme merklich beitragen.

Als Verteilungen werden folgende Formen $f(E, E')$ gewählt:

1. die Rechteckverteilung,
2. die Dreieckverteilung,
3. die Parabelverteilung,
4. eine Kombination aus Gauss- und Trapezform.

Genaue Angaben über die Faltungsfunktionen und die Faltungen sind in Anhang 2 zu finden. Die Faltungsbreite b geht als zusätzlicher Parameter in die Analyse ein.

Mit den Verteilungen 2 bis 4 durchgeführte Analysen führen zu übereinstimmenden Ergebnissen. Eine Analyse mit Verteilung 1 bestimmt für den Parameter Γ einen um einen Faktor 2 grösseren Wert als Analysen mit den anderen Verteilungsfunktionen; für die weiteren Parameter besteht auch in diesem Fall: Übereinstimmung. Den hier aufgeführten Analyseergebnissen (Tabelle 3.2; Figuren 2.9 bis 2.15) liegt die Parabel als Faltungsfunktion zu Grunde.

Die Beziehung für den Streuquerschnitt ändert sich bei Einbeziehen einer Faltung folgendermassen:

$\alpha = \alpha(E, E_r, \Gamma)$ geht über in $\alpha' = \alpha'(E, E_r, \Gamma, b)$

$\beta = \beta(E, E_r, \Gamma)$ geht über in $\beta' = \beta'(E, E_r, \Gamma, b)$;

dabei ist b die Halbwertsbreite der Faltungsfunktion (Faltungsbreite). Im Fall der Parabel gilt:

$$\alpha' = \frac{3}{8b'\sqrt{3}} \left((\Delta^2 - b'^2 - \frac{\Gamma^2}{4}) (\arctan X_2 - \arctan X_1) + \frac{\Delta \Gamma}{2} \ln \frac{1+X_1^2}{1+X_2^2} + \frac{\Gamma^2}{4} (X_2 - X_1) \right)$$

$$\beta' = \frac{3}{8b'\sqrt{3}} \left((\Delta^2 - b'^2 - \frac{\Gamma^2}{4}) \frac{1}{2} \ln \frac{1+X_2^2}{1+X_1^2} + \Delta \Gamma (\arctan X_2 - \arctan X_1) + \frac{\Gamma^2}{8} (X_2^2 - X_1^2) + \Delta \Gamma (X_1 - X_2) \right)$$

$$b = 2^{1/2} b'; \quad \Delta = E_r - E; \quad X_1 = 2(\Delta + b')/\Gamma; \quad X_2 = 2(\Delta - b')/\Gamma.$$

3.4 Die Parameter

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung $\sigma = \sigma(\theta, E)$ ist eine Funktion der Protoneneinschussenergie E und des Streuwinkels θ . In die Beziehung gehen fünf Parameter ein:

$$\begin{aligned} P1 &= E_r \\ P2 &= (2J+1)\Gamma \\ P3 &= f(J, \alpha_2^2) \\ P4 &= \Gamma \\ P5 &= b \end{aligned}$$

Dabei ist E_r die Resonanzenergie, J der Spin des Zwischenzustandes, Γ die Resonanzbreite, α_2^2 der Kanalspinanteil für $s=2$, b die Faltungsbreite. Die Werte der Parameter werden bestimmt, indem im Bereich jeweils einer Resonanz die Funktionen

$$\sigma = \sigma_c + P2 \cdot (B B' (E, P1, P4, P5) + (A + \frac{\lambda^2}{4} (1 + P3 P2 (\cos \theta))) \cdot \alpha (E, P1, P4, P5))$$

(Anhang 1 und 2) für alle Winkel θ zugleich nach der Methode der kleinsten Quadrate den gemessenen Anregungsfunktionen angepasst werden. Dabei werden die Parameter in der Reihenfolge $P1 \dots P5$ innerhalb vorgegebener Grenzen variiert.

- a) Die Resonanzenergie ist einfach und genau bestimmbar, wenn angenommen wird, dass keine systematischen Fehler in der Energiemessung vorliegen. Das Maximum der Anregungsfunktion für $\theta = 90^\circ$ liegt bei der Resonanzenergie E_r . Die Fehler der hier bestimmten Resonanzenergien betragen ± 2 keV.
- b) Die Werte von $P2 = (2J+1)\Gamma$ sind genauer als auf ± 0.3 keV bestimmt worden.
- c) $P3 = f(J, \alpha_2^2)$ ist sehr genau bestimmbar (± 0.05). Der Bestwert stellt sich fast immer schon bei der ersten Iteration ein und wird nur in seltenen Fällen starker Veränderungen in anderen Parametern wesentlich abgeändert. Wie Figur 3.2 zeigt, kann f Werte von 0 bis 0.7 annehmen. Etwas genauer gilt (Anhang 3):
für $J=1$ $0 \leq f \leq 0.5$
für $J=2$ $0 \leq f \leq 0.7$ (vgl. Tabelle 3.1) .

Das Ergebnis ist, dass der Parameter f isoliert betrachtet wenig Information zu liefern vermag. Aus f kann die Kanalspin-

mischung bestenfalls zweideutig festgestellt werden, und nur im Fall $f > 0.5$ ist der Wert von J eindeutig festgelegt. Eine eindeutige Bestimmung der Spinmischung ist nur in wenigen Ausnahmefällen möglich (Anhang 3) .

d) Die Resonanzbreite $P4 = \Gamma$ ist sehr ungenau bestimmt, weil die Faltungsbreite b grösser als Γ ist. Es kann mit einem Fehler von $\leq \pm 60\%$ gerechnet werden; genauere Angaben zu den einzelnen Resonanzen sind in Tabelle 3.2 zu finden.

e) Die Faltungsbreite $P5 = b$ lässt sich relativ genau angeben; der Fehler wird auf ± 0.5 keV geschätzt. Die Werte von b stimmen sehr gut mit der gemessenen Halbwertsbreite des Strahlprofils und der Targetdicke überein.

Proton- spin j_p	Niveau- spin J	(j,j)-Kopplung		keine Annahmen über Kopplungen	
		α_2^2	f	α_2^2	f
1/2	1	5/6	0	0 - 1	0 - 0.5
	2	1/2	0	0 - 1	0 - 0.7
3/2	0	0	0	0	0
	1	1/6	0.32	0 - 1	0 - 0.5
	2	1/2	0	0 - 1	0 - 0.7
	3	1	0.48	1	0.48

Tabelle 3.2 Spin und Kanalspin

3.5 Ergebnisse der Analyse

3.5.1 Parameter

Die Ergebnisse der Anpassung des Wirkungsquerschnitts an die gemessenen Anregungsfunktionen sind in den Figuren 2.9 bis 2,15 dargestellt. Diese "best fits" wurden mit den in Tabelle 3.2 zusammengefassten Parametern erreicht. Die 13 aufgefundenen Resonanzen sind in Spalte 1 durchnummeriert; die eingeklammerten Zahlen entsprechen den Resonanzen, die von de Meijer et al. (Me 70) nicht gesehen wurden (vgl. Tabelle 2.3). In Spalte 2 sind die Resonanzenergien eingetragen (E_{Lab}) und in Spalte 3 die entsprechenden Anregungsenergien (E_{res}^*). Die Bahndrehimpulse in Spalte 4 sind für alle Resonanzen gleich ($l = 1$). Die Werte von $(2J+1)\Gamma$ sind in Spalte 5 zusammengestellt. Die in Spalte 6 befindlichen Werte können dazu dienen Spin J und Kanalspinverhältnis α_2^2 festzustellen, wobei J nur in seltenen Fällen, α_2^2 nie eindeutig bestimmt werden kann. Nur in Verbindung mit bekanntem J ist eine eindeutige Bestimmung von α_2^2 manchmal möglich (Figur 3.2). Die Breiten Γ in Spalte 7 sind äusserst ungenau. In Verbindung mit $(2J+1)\Gamma$ werden sie zur Eingrenzung möglicher Spinwerte J verwendet (Figuren 3.3a bis d). Die Faltungsbreiten b in Spalte 8 sind fast alle gleich und in Übereinstimmung den aus Energieunschärfe des Strahls und Targetdicke bestimmten Werten.

1	2	3	4	5	6	7	8
Nr.	$E_{\text{Lab},r}$ (keV)	E_r^* (MeV)	1	$(2J+1)\Gamma$ (keV)	f	Γ (keV)	b (keV)
(1)	1392 $\pm$ 2	9.692 $\pm$.002	1	0.81 $\pm$.2	.68 $\pm$.05	0.3 $\pm$.2	3.1 $\pm$.5
2	1375	9.674	1	2.04	.10	0.4 $\pm$.2	2.7
(3)	1342	9.642	1	1.3	.42	0.3 $\pm$.2	3.7
4	1305	9.605	1	2.3	.0	0.4 $\pm$.2	3.1
(5)	1279	9.582	1	2.3	.32	1.3 $\pm$.2	4.2
(6)	1259	9.560	1	1.6	.43	0.2 $\pm$.1	3.
7	1234	9.536	1	2.6	.27	0.6 $\pm$.3	2.8
(8)	1200	9.503	1	1.2	.67	0.4 $\pm$.2	2.8
(9)	1168	9.472	1	1.4	.45	0.3 $\pm$.1	3.2
10	1155	9.459	1	2.1	.0	0.5 $\pm$.3	3.7
11	1129	9.434	1	2.5	.37	0.7 $\pm$.4	3.4
12	1104	9.409	1	2.9	.0	0.5 $\pm$.3	3.
(13)	1064	9.370	1	2.2	.40	0.4 $\pm$.2	3.5

Tabelle 3.2 Ergebnisse der Analyse

3.5.2 Der Spin J

Zur Bestimmung von J werden drei Parameter herangezogen:
 $P2 = (2J+1)\Gamma$; $P3 = f(J, \alpha_2^2)$; $P4 = \Gamma$. Aus P3 werden für jede Resonanz die möglichen J-Werte bestimmt und als JA in Tabelle 3.3 aufgeführt. Aus P2 folgt, dass der Fall $J = 0$ ausgeschlossen werden kann. P2 und P4 ergeben mit den in Tabelle 3.2 angegebenen Fehlern als mögliche Werte für J die in Tabelle 3.3 unter JB eingetragenen (Figuren 3.3a bis d). In der mit J überschriebenen Spalte ist der Durchschnitt von JA und JB als Ergebnis aufgeführt. Schliesslich ergeben J und P2 eine Breite

Nr.	$E_{r, Lab}$ (keV)	E_r^* (MeV)	JA	JB	J	Γ' (keV)
1	1392	9.692	2	1, 2, (3)	2	.16
2	1375	9.674	1, 2	(1), 2, 3	1, 2	.68; .41
3	1342	9.642	1, 2, 3	1, 2, 3	1, 2, 3	.43; .26; .19
4	1305	9.605	0, 1, 2	(1), 2, 3	(1), 2	.77; .46
5	1279	9.582	1, 2, (3)	1, 2, (3)	1, 2	.77; .46
6	1259	9.560	1, 2, 3	2, 3	2, 3	.32; .23
7	1234	9.536	1, 2	1, 2, 3	1, 2	.86; .52
8	1200	9.503	2	1, 2, 3	2	.24
9	1168	9.472	1, 2, 3	1, 2, 3	1, 2, 3	.47; .28; .20
10	1155	9.459	0, 1, 2	1, 2, 3	1, 2	.70; .42
11	1129	9.434	1, 2, (3)	1, 2, 3	1, 2, (3)	.83; .50; .36
12	1104	9.409	0, 1, 2	2, 3	2	.58
13	1064	9.370	1, 2, 3	(1), 2, 3	(1), 2, 3	.73; .44; .31

Tabelle 3.3 Bestimmung der Spinwerte J

1		2			3	
$E_{r,Lab}$ (keV)	J^π	Nr.	$E_{r,Lab}$ (keV)	E^* (MeV)	J^π	J^π
-	-	1	1392	9.692	2^-	2^-
1374	$2^-, 3^-$	2	1375	9.674	$1^-, 2^-$	2^-
1359	1^-					
1344	$1^-, 2^-, 3^-$	3	1342	9.642	$1^+, 2^-, 3^-$	$1^-, 2^-, 3^-$
1337	?					
1307	1^-					
1306	$2^-, 3^-$	4	1305	9.605	$(1^-), 2^-$	$1^-, 2^-$
-	-	5	1279	9.582	$1^-, 2^-$	$1^-, 2^-$
-	-	6	1259	9.560	$2^-, 3^-$	$2^-, 3^-$
1238	1^-	7	1234	9.536	$1^-, 2^-$	$1^-, 2^-$
1237	$2^-, 3^-$					
1200	$2^-, 3^-$	8	1200	9.503	2^-	2^-
-	-	9	1168	9.472	$1^-, 2^-, 3^-$	$1^-, 2^-, 3^-$
1153	$2^-, 3^-$	10	1155	9.459	$1^-, 2^-$	2^-
1130	1^-	11	1129	9.434	$1^-, 2^-, (3^-)$	$1^-, (2^-)$
1128	$2^-, 3^-$					
1116	$2^-, 3^-$					
1103	$2^-, 3^-$	12	1104	9.409	2^-	2^-
1098	$2^-, 3^-$					
1086	?					
1075	?					
1060	$2^-, 3^-$	13	1064	9.370	$2^-, 3^-$	$2^-, 3^-$

1 Daten aus der Arbeit von Leenhouts (Le 66)

2 Ergebnisse der vorliegenden Arbeit

3 Durchschnitt von 1 und 2

Tabelle 3.4

Tabelle 3.4 zeigt einen Vergleich der Spinwerte J , die aus der Arbeit von Leenhouts (Le 66) bestimmt wurden, mit denen der vorliegenden Arbeit. Die Spinzuzuordnung aus den (p, γ) -Daten geschieht unter der Annahme, dass zum Grundzustand zerfallende Niveaux $J^\pi = 1^-$ haben und solche, die vorwiegend in die bekannten 3^- -Zustände übergehen, $J^\pi = 2^-$ oder 3^- haben.

Dieser Vergleich wird dazu verwendet, die möglichen Werte von J genauer festzulegen. Das Ergebnis ist in der letzten Spalte aufgeführt.

3.5.3 Kanalspin- und Spinmischung

Der Grundzustand des Targetkerns ^{39}K hat den Spin $j_T \equiv 3/2$. Infolgedessen können bei der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung zwei Kanalspins $s = 1$ und 2 auftreten. In der Analyse wird das durch die Kanalspinanteile α_1^2 und α_2^2 mit $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1$ und $0 \leq \alpha_1^2, \alpha_2^2 \leq 1$ berücksichtigt. Die Information über den Kanalspin enthält der Parameter $P3 = f(J, \alpha_2^2)$; diese Abhängigkeit ist explizit in Anhang 1 und in Figur 3.2 mit J als Parameter angegeben. Für $J = 0$ und 3 kann nur jeweils ein Kanalspin $s = 1$ und 2 bzw. auftreten. Aus den Werten von f und J werden die Kanalspinanteile bestimmt. Die Ergebnisse sind in den meisten Fällen nicht eindeutig.

Im hier untersuchten Energiebereich werden Niveaux mit den Konfigurationen $(d3/2^{-1} p3/2)_{T=1}$ und $(d3/2^{-1} p1/2)_{T=0}$ erwartet. Infolgedessen besteht die Möglichkeit von Konfigurationsmischungen für $J = 1$ und 2 . Die Grössen $C(1/2)$ und $C(3/2)$ sind die Anteile von $j_p = 1/2$ und $3/2$ bzw. mit $C(1/2) + C(3/2) = 1$ und $0 \leq C(1/2), C(3/2) \leq 1$. Diese Werte können aus dem Kanalspinanteil berechnet werden. Explizit ist der Formalismus in Anhang 3 angegeben. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.5 zusammengestellt.

Nr.	E_p (keV)	J	f	α_2^2		C(3/2)	
(1)	1392	2	0.68	0.	1.	0.5	
2	1375	2	0.1	0.3	0.7	0.04	0.96
(3)	1342	1	0.42	0.05		0.65	0.96
		2		0.1	0.9	0.2	0.8
		3		1.		1.	
4	1305	1	0.	0.8		0.	0.6
		2		0.5		0.	1.
(5)	1279	1	0.32	0.15		0.47	1.
		2		0.15	0.85	0.14	0.86
(6)	1259	2	0.43	0.1	0.9	0.2	0.8
		3		1.		1.	
7	1234	1	0.27	0.2		0.4	1.0
		2		0.2	0.8	0.1	0.9
(8)	1200	2	0.67	0.	1.	0.5	
(9)	1168	1	0.45	0.05		0.65	0.96
		2		0.1	0.9	0.2	0.8
		3		1.		1.	
10	1155	2	0.	0.5		0.	1.
11	1129	1	0.37	0.15		0.47	1.
		(2)		0.15	0.85	0.14	0.86
12	1104	2	0.	0.5		0.	1.
(13)	1064	2	0.4	0.1	0.9	0.2	0.8
		3		1.		1.	

Tabelle 3.5 Kanalspin- und Spinmischung

$$f = f(J, \alpha_2^2) = P_3$$

α_2^2 = Kanalspinanteil für $s = 2$

$C(3/2)$ = Spinanteil für $j_p = 3/2$

3.5.4 Spektroskopische Faktoren

Der Spektroskopische Faktor S ist definiert durch die Beziehung

$$\sigma_{1j}^2 = c^2 S \chi_{1j}^2(\text{s.p.}) \quad . \quad \text{Dabei ist } \chi_{1j}^2(\text{s.p.}) \text{ die reduzierte}$$

Einteilchenbreite für eine bestimmte Bahn; c ist der Isospin-
kopplungskoeffizient :

$$c = (T_T T_{T3} T_P T_{P3}; T_{40_{Ca^*}} 0) = \pm 0.707 \text{ für reinen Isospin}$$

$T_{40_{Ca^*}} = 0$ oder 1 . Die reduzierte Breite χ_{1j}^2 der Resonanz

ist mit der Protonenbreite Γ_{1j} folgendermassen verknüpft:

$\Gamma_{1j} = 2 P_1 \chi_{1j}^2$, wobei $P_1 = \rho (F_1^2 + G_1^2)^{-1}$ der Durchdringungs-
faktor ist ($\rho = k R$, $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, $r_0 = 1.4 \text{ fm}$,
 A_1, A_2 Massenzahlen von Geschossteilchen und Targetkern bzw. ,
 $A_1 = 1$, $A_2 = 39$). Zur Bestimmung der spektroskopischen Fakto-
ren werden die Werte des Parameters $P_2 = (2J+1)\Gamma$ herangezogen.

Mit dem Wert $l = 1$ des Bahndrehimpulses ist

$$(2J+1)\Gamma = (2J+1) 2 P_1 \chi_{1j}^2(\text{s.p.}) c^2 S \quad .$$

Die reduzierten Einteilchenbreiten $\chi_{1j}^2(\text{s.p.})$ werden nach der
von French (Fr 60) angegebenen Methode berechnet:

$$\chi_{1j}^2(\text{s.p.}) = k^2 R_1^2(R) \left[2 M R \int_0^R R_1^2(r) dr \right]^{-1} ;$$

Diese Beziehung ist für die Resonanzenergie auszuwerten (E_{Res})

$R_1(r)$ ist die Einteilchenwellenfunktion für $E = E_{\text{Res}}$, M ist
die reduzierte Masse. Die Resonanzenergie ist definiert durch
die Gleichung

$$f_1(R, E_{\text{Res}}) - \Delta_1(R, E_{\text{Res}}) = 0 \quad .$$

$f_1(R, E)$ ist die logarithmische Ableitung der l-ten Partialwelle
am Kernrand ($r = R$); $\Delta_1(R, E)$ ist der Realteil der logarith-
mischen Ableitung der auslaufenden Welle am Kernrand.

Als Wellenfunktion $R_1(r)$ wird eine Optische-Modell-Wellenfunktion verwendet; zu ihrer Berechnung werden ein optisches Potential der von Bindhardt (Bi 69) angegebenen Form und ein von Perey (Pe 63) angegebener Parametersatz benutzt:

$$\text{Realteil } V = 53.3 - 0.55 E + 0.4 Z/A^{1/3} + 27(N-Z)/A$$

$$\text{Spin-Bahn-Term } V_{so} = 7.5 \text{ MeV}$$

$$\text{Absorptionsterm } W_o = 13.5 \text{ MeV}$$

$$\text{Radiusparameter } r_o = r_1 = 1.25 \text{ fm}$$

$$\text{Diffusenesses } a_o = 0.65 \text{ fm}, a_1 = 0.47 \text{ fm} .$$

Die Ergebnisse sind:

$$\text{für } j_p = 1/2 \text{ ist } E_{\text{Res}} = 3.2 \text{ MeV und } \chi_{1j}^2(\text{s.p.}) = 0.66 \text{ MeV} ,$$

$$\text{für } j_p = 3/2 \text{ ist } E_{\text{Res}} = 1.1 \text{ MeV und } \chi_{1j}^2(\text{s.p.}) = 0.72 \text{ MeV} .$$

In Tabelle 3.6 sind die berechneten Durchdringungsfaktoren P_1 angegeben und in Tabelle 3.7 die Grössen

$$G_1 = (2J+1)(2j_T+1)^{-1} c^2 S = (2J+1) \Gamma((2j_T+1)^2 P_1 \chi_{1j}^2(\text{s.p.}))^{-1} .$$

Da für $J=1,2$ Spinmischung nicht ausgeschlossen werden kann (vgl. Tabelle 3.5), werden gemittelte $\overline{G}_1$ und in Fällen bekannter Spimischung Grössen $\widehat{G}_1$ berechnet, die so definiert sind, dass $\chi_{1j}^2(\text{s.p.})$ ersetzt wird durch

$$\overline{\chi}_1^2(\text{s.p.}) = (4 \chi_{1,3/2}^2(\text{s.p.}) + 2 \chi_{1,1/2}^2(\text{s.p.}))/6 \quad \text{und}$$

$$\widehat{\chi}_1^2(\text{s.p.}) = C(1/2) \chi_{1,1/2}^2(\text{s.p.}) + C(3/2) \chi_{1,3/2}^2(\text{s.p.}) \quad \text{bzw.}$$

Da für die beiden Werte von j_p die Einteilchenbreiten nicht sehr verschieden sind, sind auch die Unterschiede von $G_1, \overline{G}_1$ und $\widehat{G}_1$ klein (vgl. Tabelle 3.7).

Nr.	E_p (MeV)	$(2J+1)\sqrt{}$ (keV)	P_1
1	1.392	0.81	$3.94 \cdot 10^{-3}$
2	1.375	2.04	3.60
3	1.342	1.3	2.95
4	1.305	2.3	2.33
5	1.279	2.3	1.97
6	1.259	1.6	1.74
7	1.234	2.6	1.48
8	1.200	1.2	1.23
9	1.168	1.4	0.98
10	1.155	2.1	0.9
11	1.129	2.5	0.74
12	1.104	2.9	0.6
13	1.064	2.2	0.42

Tabelle 3.6 Durchdringungsfaktoren P_1

Nr.	E_p (MeV)	J^π	G_1 ($j_p=1/2$)	G_1 ($j_p=3/2$)	$\overline{G}_1$	$\hat{G}_1$
1	1.392	2^-	0.039	0.035	0.037	0.039
2	1.375	2^-	0.105	0.097	0.099	0.105 0.096
3	1.342	1^-	0.080	0.076	0.078	0.076 0.078
		2^-				0.080 0.078
		3^-	-----		-----	0.076
4	1.305	1^-	0.183	0.169	0.173	0.183 0.175
		2^-				0.183 0.169
5	1.279	1^-	0.216	0.200	0.205	0.207 0.199
		2^-				0.214 0.201
6	1.259	2^-	0.171	0.156	0.160	0.169 0.158
		3^-	-----		-----	0.156
7	1.234	1^-	0.328	0.300	0.31	0.31 0.3
		2^-				0.33 0.3
8	1.200	2^-	0.183	0.166	0.17	0.174
9	1.168	1^-	0.266	0.246	0.254	0.26 0.25
		2^-				0.246 0.266
		3^-	-----		-----	0.246
10	1.155	2^-	0.43	0.39	0.4	0.39 0.43
11	1.129	1^-	0.63	0.57	0.6	0.61 0.58
		(2^-)				(0.62 0.58)
12	1.104	2^-	0.9	0.82	0.85	0.82 0.9
13	1.064	2^-	0.97	0.88	0.91	0.92 0.9
		3^-	-----		-----	0.88

Tabelle 3.7 Spektroskopische Information

4 Diskussion der Ergebnisse

4.1 Vorbemerkungen

Aus dem Experiment und der Literatur gewonnene Information über Niveaux in ^{40}Ca wird hier zusammengefasst; es wird versucht, aus der Kombination der verfügbaren Daten Ergebnisse zu gewinnen - beispielsweise solche, die die Identifizierung von Analogzuständen betreffen. Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit und den Ergebnissen anderer Autoren werden diskutiert.

In dieser Arbeit sind im Einschussenergiebereich $E_p = 1.061$ MeV bis 1.587 MeV dreizehn Resonanzen der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung gesehen worden. Die Streuung wird beschrieben als kohärente Überlagerung von Coulomb- und Resonanzstreuamplituden. Weitere Potentialstreuanteile liegen unterhalb der Messgenauigkeit. Die Analyse ergibt für alle Resonanzen den Bahndrehimpuls $l = 1$ und entsprechend negative Parität für alle Niveaux. Die Halbwertsbreiten der apparativen Auflösung liegen zwischen 2.7 keV und 3.7 keV - abgesehen von der Resonanz Nr. 5 ($E^* = 9.582$ MeV, $E_p = 1.279$ MeV), für die 4.2 keV berechnet wird. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit Messungen der Targetdicke und der Energieunschärfe des Protonenstrahls.

Im Folgenden werden die Resonanzen einzeln diskutiert, in Tabelle 4.1 zusammengefasst und mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen.

4.2 Gemessene Niveaux in ^{40}Ca

Nr. 1 , $E^* = 9.692 \text{ MeV}$, $E_p = 1.392 \text{ MeV}$

Diese Resonanz wurde weder in der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})$ - (Fu 69) noch in der $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ - (Me 70) noch in der $^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$ -Reaktion (Le 66) gesehen. Der Niveauspin wird aus dem Parameter f eindeutig zu $J = 2$ bestimmt; der Kanalspinanteil ist nicht eindeutig bestimmbar: $\chi_2^2 = 0$ oder 1 ; die Spinmischung beträgt $C(3/2) = 0.5$. Die Resonanz ist sehr schwach; unter $\Theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ verwischen die Fehler der Messpunkte das Resonanzverhalten der Anregungsfunktion.

Nr. 2 , $E^* = 9.674 \text{ MeV}$, $E_p = 1.375 \text{ MeV}$

Fuchs (Fu 69), Leenhouts (Le 66), de Meijer (Me 70) berichten diese Resonanz. Der Vergleich unserer Ergebnisse mit den Daten von Leenhouts ergibt den Spin $J = 2$. Dieser Wert führt mit dem Parameter f zum Kanalspinanteil $\chi_2^2 = 0.3$ oder 0.7 . Der Spinmischungsanteil kann hier nicht eindeutig bestimmt werden: $C(3/2) = 0.04$ oder 0.96 .

Nr. 3 , $E^* = 9.642 \text{ MeV}$, $E_p = 1.342 \text{ MeV}$

Diese Resonanz wird von Leenhouts (Le 66) gesehen. Der Spin ist nicht eindeutig bestimmbar; die Werte $J = 1, 2, 3$ sind möglich. Entsprechend vieldeutig sind die Grössen χ_2^2 und $C(3/2)$.

Nr. 4 , $E^* = 9.605 \text{ MeV}$, $E_p = 1.305 \text{ MeV}$

Der hier festgestellte Wert des Parameters $f = 0$ lässt nur die Spins $J = 1, 2$ zu. Bindhardt (Bi 69) findet mit der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion $f = 0.54$, wodurch auch $J = 3$ zugelassen wäre (vgl. Kapitel 4.4). Es ist inzwischen durch eine genauere Messung, über die später berichtet werden wird, geklärt worden, dass an dieser Stelle keine Doppelresonanz, wie de Meijer (Me 70) vermutet, vorliegt. Infolgedessen dürfen die hier angegebenen Analysenmethoden angewandt werden.

Nr. 5 , $E^* = 9.582 \text{ MeV}$, $E_p = 1.279 \text{ MeV}$

Die möglichen Spinwerte sind $J = 1, 2$. Für $J = 1$ ist der Kanalspinanteil eindeutig $\chi_2^2 = 0.15$, für $J = 2$ ist $\chi_2^2 = 0.15$ oder 0.85 . Die Spinmischungsparameter sind in beiden Fällen zweideutig. Diese Resonanz wurde von keinem der anderen Autoren - Fuchs, Leenhouts und de Meijer - gesehen.

Nr. 6 , $E^* = 9.560 \text{ MeV}$, $E_p = 1.259 \text{ MeV}$

Auch diese Resonanz wurde von Fuchs, von Leenhouts und von de Meijer nicht beobachtet. Die Spinbestimmung ist nicht eindeutig; möglich sind die Werte $J = 2, 3$. Für $J = 2$ ist $\alpha_2^2 = 0.1$ oder 0.9 .

Nr. 7 , $E^* = 9.536 \text{ MeV}$, $E_p = 1.234 \text{ MeV}$

Die Kombination der aus $f = 0.27$ und der aus der (p, γ) -Messung (Le 66) bestimmten Werte für den Spin ergibt $J = 1, (2)$. Bindhardt (Bi 69) findet allerdings $f = 0.48$, womit auch $J = 3$ zulässig wäre (vgl. Kapitel 4.4). Der Kanalspinanteil ist $\alpha_2^2 = 0.2$ für $J = 1$ ($J = 2$: $\alpha_2^2 = 0.2$ oder 0.8). Von de Meijer (Me 70) und Fuchs (Fu 69) wurde diese Resonanz ebenfalls beobachtet.

Nr. 8 , $E^* = 9.503 \text{ MeV}$, $E_p = 1.200 \text{ MeV}$

Durch f ist der Spin eindeutig festgelegt: $J = 2$. Damit ist $\alpha_2^2 = 0.1$ oder 0.9 und $C(3/2) = 0.5$. Das Ergebnis von Leenhouts (Le 66) lässt $J = 2, 3$ zu. Fuchs (Fu 69) und de Meijer (Me 70) sehen an dieser Stelle keine Resonanz.

Nr. 9 , $E^* = 9.472 \text{ MeV}$, $E_p = 1.168 \text{ MeV}$

Für den Spin kommen die Werte $J = 1, 2, 3$ in Frage. Fuchs (Fu 69), Leenhouts (Le 66) und de Meijer (Me 70) beobachten diese Resonanz nicht.

Nr. 10 , $E^* = 9.459 \text{ MeV}$, $E_p = 1.155 \text{ MeV}$

Die Kombination von f mit den aus den (p, γ) -Daten von Leenhouts (Le 66) bestimmten Werten legt $J = 2$ fest. Kanalspinanteil und Spinmischung sind $\alpha_2^2 = 0.5$ und $C(3/2) = 0$ oder 1 . Fuchs (Fu 69) und de Meijer (Me 70) berichten ebenfalls diese Resonanz.

Nr. 11 , $E^* = 9.434 \text{ MeV}$, $E_p = 1.129 \text{ MeV}$

Der Spin wird zu $J = 1$ bestimmt, wobei die (p, γ) -Daten (Le 66) mitverwendet werden. Auch von de Meijer (Me 70) und Fuchs (Fu 69) wird diese Resonanz bzw. die entsprechende Neutronengruppe beobachtet. Kanalspinanteil und Spinmischung betragen: $\alpha_2^2 = 0.15$, $C(3/2) = 0.5$ oder 1 .

Nr.12 , $E^* = 9.409 \text{ MeV}$, $E_p = 1.104 \text{ MeV}$

Der Spin $J = 2$ folgt aus f , dies ist in Übereinstimmung mit Leenhouts (Le 66) und de Meijer (Me 70). Das Niveau wird auch von Fuchs beobachtet. Kanalspinanteil und Spinmischung sind $\chi^2_2 = 0.5$ und $C(3/2) = 0$ oder 1 .

Nr.13 , $E^* = 9.370 \text{ MeV}$, $E_p = 1.064 \text{ MeV}$

Dieses Niveau wird von Fuchs (Fu 69) und de Meijer (Me 70) nicht beobachtet. Mit dem Parameter f und den Daten aus der Arbeit von Leenhouts (Le 66) wird der Spin zu $J = 2,3$ bestimmt.

Nr.	1			2		3	4
	E_p (MeV)	E^* (MeV)	J	E^* (MeV)	J	E^* (MeV)	E^* (MeV)
1	1.392	9.692	2				
2	1.375	9.674	(1),2	9.672	2,3	9.666	9.669
3	1.342	9.642	1,2,3	9.643	1,2,3		
4	1.305	9.605	1,2	9.608	1	9.601	9.604
				9.606	2,3		9.603
5	1.279	9.582	1,2				
6	1.259	9.560	2,3				
7	1.234	9.536	1,2	9.540	1	9.533	9.537
				9.539	2,3		
8	1.200	9.503	2	9.503	2,3		
9	1.168	9.472	1,2,3				
10	1.155	9.459	1,2	9.457	2,3	9.455	9.454
11	1.129	9.434	1,2,(3)	9.435	1	9.431	9.432
				9.433	2,3		
12	1.104	9.409	2	9.408	2,3	9.408	9.405
				9.404	2,3		
13	1.064	9.370	(1),2,3	9.370	2,3		

Tabelle 4.1 Vergleich mit anderen Autoren

Spalte 1: eigene Daten (vgl. Kapitel 3)

" 2: Daten aus der Arbeit von Leenhouts $^{39}\text{K}(p,)$, (Le 66)
 " 3: " " " " " Fuchs $^{39}\text{K}(d,n)$, (Fu 69)
 " 4: " " " " " de Meijer $^{39}\text{K}(p,p)$, (Me 70)

4.3 Analogzustände

A Coulombenergien

Zur Identifizierung von Analogzuständen ist die Kenntnis ihrer Anregungsenergien $E^*(a)$ von Bedeutung; die Berechnung von $E^*(a)$ setzt die Kenntnis der Coulombenergiedifferenzen DE_c voraus. Coulombenergiedifferenzen können aus optischen Potentialen, aus halbempirischen Formeln oder durch Vergleich mit bekannten Daten von Nachbarkernen erhalten werden, wobei die letztgenannte Methode - sinnvolles Anbringen von Korrekturen vorausgesetzt - die bisher genaueste ist und deshalb hier verwendet wird.

Die Indizes u, a bezeichnen Urbild- bzw. Analogkern.

$DE_\beta = (M_a - M_u) c^2$ ist die Massendifferenz der Kerne im Grundzustand,

$DE_{np} = (M_n - M_p) c^2 = 0.782 \text{ MeV}$ ist die Differenz der Massen von Neutron und Proton,

$DE^* = E_a^* - E_u^*$ ist die Differenz der Anregungsenergien analoger Niveaux,

$DE_c = DE^* + DE_\beta + DE_{np}$ ist die Coulombenergiedifferenz.

Die Urbildzustände in ^{40}K haben folgende Konfiguration:

$$\begin{aligned} (1d3/2)_p^{-1} (2p3/2)_n & \quad J=2, E_u^*=2.048 \text{ MeV} \\ (2/3)((1d3/2)_p^{-1} (2p3/2)_n) + (1/3)((2s1/2)_p^{-1} (1f7/2)_n) & \quad E_u^*=2.070 \text{ MeV} \\ & \quad J=3 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (1d3/2)_p^{-1} (2p3/2)_n & \quad J=1, E_u^*=2.104 \text{ MeV} \\ (1d3/2)_p^{-1} (2p3/2)_n & \quad J=0, E_u^*=2.626 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Für die Analogzustände in ^{40}Ca folgt damit:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}((1d3/2)_p^{-1} (2p3/2)_p) + \frac{1}{2}((1d3/2)_n^{-1} (2p3/2)_n), J = 0, 1, 2 \\ & \frac{1}{2} \left\{ \frac{2}{3}((1d3/2)_p^{-1} (2p3/2)_p) + \frac{1}{3}((2s1/2)_p^{-1} (1f7/2)_p) \right\} + \\ & + \frac{1}{2} \left\{ \frac{2}{3}((1d3/2)_n^{-1} (2p3/2)_n) + \frac{1}{3}((2s1/2)_n^{-1} (1f7/2)_n) \right\}, J = 3. \end{aligned}$$

Zur Bestimmung von $D E_c$ werden die benachbarten Spiegelkernpaare $^{39}\text{K}-^{39}\text{Ca}$ und $^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}$ herangezogen, wobei im ersten Fall $(2s1/2)^{-1}$ - und $(1d3/2)^{-1}$ -Konfigurationen im Urbild- und im Analogzustand bekannt sind, im zweiten Fall $(1f7/2)^{-}$ und $(2p3/2)^{-}$ -Konfigurationen. Mit diesen Daten wird $D E_c$ auch für die $(1d3/2)^{-1}(1f7/2)^{-}$ -Konfiguration in $^{40}\text{K}-^{40}\text{Ca}$ bestimmt und mit den experimentellen Werten verglichen, um eine ungefähre Abschätzung für die Genauigkeit der Methode zu geben.

In Tabelle 4.2 sind die Daten zusammengestellt. Die Konfigurationen sind in der ersten Spalte, die experimentellen Daten von Urbild- und Analogzuständen soweit bekannt in den Spalten 2 und 3 aufgeführt. Es bedeutet $D = D E_B + D E_{np}$. Die mit $D E_c$ bezeichnete Kolonne enthält die experimentell bestimmten Coulombenergiedifferenzen. Bei der Berechnung von $D E_c$ aus diesen Daten müssen folgende Unterschiede berücksichtigt werden:

1) Unterschiede in der Massenzahl A

Der Kernradius ändert sich bei $A \approx 40$ wahrscheinlich wesentlich schwächer als $\sim A^{1/3}$. Durch die Mittelung von Werten aus Kernen mit $A = 39$ und $A = 41$ zu Werten in einem Kern mit $A = 40$ fallen noch vorhandene A-Abhängigkeiten weitgehend heraus.

2) Unterschiede in der Kernladungszahl Z

Die der $^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}$ -Kombination entnommenen Werte müssen auf diese Unterschiede korrigiert werden. Es wird angenommen $D E_c \sim Z(u)$. Damit wird $DE_c(\text{K}-\text{Ca})/DE_c(\text{Ca}-\text{Sc}) = 19/20 = 0.95$. Die mit diesem Faktor korrigierten Coulombenergiedifferenzen sind in Tabelle 4.2 unter $D E_{c1}$ zu finden. Mit $D E_c$ und $D E_{c1}$ werden für ^{40}Ca folgende Coulombenergiedifferenzen $D E_{c2}$ berechnet:

a) $(d3/2)^{-1}(f7/2)^{-}$ -Konfiguration

$$DE_{c2} = \frac{1}{2} \{ DE_c(d3/2^{-1} \text{ in } ^{39}\text{K}-^{39}\text{Ca}) + DE_{c1}(f7/2 \text{ in } ^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}) \}$$

b) $(d3/2)^{+1}(p3/2)^{-}$ -Konfiguration

$$DE_{c2} = \frac{1}{2} \{ DE_c(d3/2^{-1} \text{ in } ^{39}\text{K}-^{39}\text{Ca}) + DE_{c1}(p3/2 \text{ in } ^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}) \}$$

c) $(2/3)((d3/2)^{-1}(p3/2)) + (1/3)((s1/2)^{-1}(f7/2))$ -Konfigurationsmischung

$$DE_{c2} = \frac{1}{2} \frac{2}{3} \{ DE_c(d3/2^{-1} \text{ in } ^{39}\text{K}-^{39}\text{Ca}) + DE_{c1}(p3/2 \text{ in } ^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}) \} + \\ + \frac{1}{2} \frac{1}{3} \{ DE_c(s1/2^{-1} \text{ in } ^{39}\text{K}-^{39}\text{Ca}) + DE_{c1}(f7/2 \text{ in } ^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}) \}$$

3) Unterschiede im Bahnradius

Beim Austausch eines Neutrons gegen ein Proton in der p3/2-Bahn wird die Bindungsenergie wesentlich stärker geändert als etwa beim gleichen Vorgang in der f7/2-Bahn. Korrekturen für diese Unterschiede werden einer Arbeit von Nolen und Schiffer (No 69) entnommen. Sie sind unter De in Tabelle 4.2 angegeben. Damit ergibt sich als Coulomenergiedifferenz:

$$DE_{c, \text{berechnet}} = DE_{c2} + De$$

Das Ergebnis, die Anregungsenergien der Analogzustände, wie sie dieser Vergleich liefert, ist unter $E^*(a)$ in der vorletzten Kolonne der Tabelle aufgeführt. Für die $(d3/2^{-1}f7/2)$ -Konfiguration ist ein Vergleich mit den experimentellen Werten möglich. Er zeigt eine maximale Abweichung von 25 keV und eine mittlere gewichtete Abweichung von 16 keV.

Die letzte Spalte der Tabelle enthält die berechneten Anregungsenergien der Analogzustände, die von de Meijer et al. (Me 70) angegeben werden.

Erklärungen zu Tabelle 4.2 :

a) Die Konfiguration ist aufgespalten, die Mittelwerte werden unter folgenden Annahmen gebildet: ^{41}Ca : 3:1

^{41}Sc : 10:1

b) Bei der Mittelung werden die Anregungsenergien E^* mit $(2J+1)$ gewichtet.

c) In dieser Arbeit berechnete Anregungsenergien

d) Berechnete Anregungsenergien von de Meijer, van Royen, Brussard (Me 70)

Konfiguration.	U- Kern	E*(u) (MeV)	J	A- Kern	E*(a) (MeV)	DE _β (MeV)	D (MeV)	DE* (MeV)	DE _c (MeV)	DE _{c1} (MeV)	DE _{c2} (MeV)	De (MeV)	E*(a) (MeV) c)	E*(a) (MeV) d)
(1d3/2) _p ⁻¹	³⁹ K	0.		³⁹ Ca	0.	6.520	7.302	0.	7.302					
(2s1/2) _p ⁻¹		2.522			2.472			-0.050	7.252					
(1f7/2) _n	⁴¹ Ca	0.		⁴¹ Sc	0.	6.497	7.279	0.	7.279	6.915				
(2p3/2) _n		1.943			1.725			-0.218	7.016	6.708				
		2.463			2.413			-0.050	7.229	6.868				
		a)(2.037)			(1.794)									
(d3/2) _f ⁻¹ f7/2)	⁴⁰ K	0.	4	⁴⁰ Ca	7.655	-1.314	-0.532	7.655	7.123		7.109		7.641	7.704
		0.030	3		7.696			7.666	7.134				7.671	7.734
		0.800	2		8.435			7.635	7.103				8.441	8.472
		0.892	5		8.553			7.661	7.129				8.533	8.558
		b)(0.440)			(8.095)								(8.079)	
(d3/2) _f ⁻¹ p3/2)	⁴⁰ K	2.048	2	⁴⁰ Ca		-1.314	-0.532				6.976	7.055	9.501	9.561
$\frac{2}{3}(d3/2)^{-1} p3/2)^{+}$														
$+\frac{1}{3}(s1/2)^{-1} f7/2)$		2.070	3								7.112	-0.04	9.574	9.577
(d3/2) _f ⁻¹ p3/2)		2.104	1								6.976	-0.06	9.552	9.612
(d3/2) _f ⁻¹ p3/2)		2.626	0								6.976	-0.12	10.014	10.037
		b)(2.096)											(9.575)	

Tabelle 4.2 Coulombenergiedifferenzen (Erklärungen auf den vorhergehenden Seiten)

B Analogzustände								
a)		b)	c)			d)	e)	
E*(u)	J	E*(a)	E*(a)	E _p	J	E*(a)	E*(a)	E*(a)
(MeV)		(MeV)	(MeV)	(MeV)		(MeV)	(MeV)	(MeV)
exp			exp			exp		exp
2.048	2	9.501	9.503	1.200	2	9.408	9.561	9.405
			9.472	1.168	1,2,3			
			9.459	1.155	2			
2.070	3	9.574	9.560	1.259	2,3	9.404	9.577	9.603
2.104	1	9.552	9.536	1.234	1,2	9.435	9.612	9.604
2.626	0	10.014				10.04	10.087	

Tabelle 4.3 Analogzustände

a) Zustände im Urbildkern ^{40}K

b) Die berechneten Anregungsenergien der dazu analogen in ^{40}Ca

c) Ergebnisse dieser Arbeit; die Zuordnung ist hypothetisch

d) Zuordnung von Fuchs (Fu 69), $^{39}\text{K}(d,n)$

e) Berechnete Anregungsenergien von Analogzuständen und zugeordnete experimentelle Ergebnisse nach de Meijer et al. (Me 70)

Es liegen bisher zwei Versuche vor (Fu 69), (Me 70), dem $(d3/2^{-1} p3/2)_{T=1}$ -Quadruplett in ^{40}K Analogzustände in ^{40}Ca zuzuordnen. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 unter d) und e) angegeben. Unter a) sind Angaben über die Urbildzustände, unter b) berechnete Anregungsenergien der Analogzustände und unter c) in dieser Arbeit gefundene Niveaux, die möglicherweise den Analogzuständen entsprechen, zusammengestellt. Die berechneten Anregungsenergien für die $(d3/2^{-1} f7/2)_{T=1}$ -Konfiguration in ^{40}Ca stimmen sehr gut mit den experimentellen Werten überein; die maximale Abweichung beträgt 25 keV. Obwohl für die gesuchten Zustände die gleiche Berechnungsmethode verwendet wurde, kann eine derartig gute Übereinstimmung hier nicht erwartet werden, da diese Zustände mehr oder weniger starke $(d3/2^{-1} p1/2)$ -T=0-Beimischungen haben können. Die Abweichungen können hier wesentlich grösser ausfallen.

Fuchs et al. (Fu 69) schätzen die gesuchten Anregungsenergien auf andere Weise ab und ordnen den unter d) aufgeführten Energien die Analogzustände zu. Allerdings ist anzunehmen, dass die Erniedrigung der Energien für die $p_{3/2}$ -Bahn zu gross gewählt wurde.

Unter e) sind die von de Meijer et al. (Me 70) berechneten und die diesen zugeordneten gemessenen Anregungsenergien angegeben. Die theoretischen Werte für die $(d_{3/2}^{-1}f_{7/2})$ -Konfiguration stimmen wesentlich weniger gut mit den experimentellen Werten überein (vgl. Tabelle 4.2), als dies die in der vorliegenden Arbeit aus den Nachbarkernen gewonnenen Werte tun.

Unter c) sind die hier vermuteten Zuordnungen aufgeführt. Dabei muss der o^{-} -Zustand unberücksichtigt bleiben, da im entsprechenden Energiebereich keine Messungen vorliegen. Eine Untersuchung wird vorbereitet.

Der Zustand mit $E^*=9.536$ MeV (Nr. 7, $E_p=1.234$ MeV) wird dem 1^{-} -Niveau zugeordnet. Begründet wird diese Zuordnung mit der guten Übereinstimmung mit dem berechneten Wert von 9.552 MeV, der vergleichsweise beachtlichen Einteilchenstärke ($G_1=0.3$) und der beobachteten Spinmischung ($C(3/2)=0.4$ oder 1.).

Dem 2^{-} -Niveau wird kein Zustand eindeutig zugeordnet. Es stehen drei Zustände zur Debatte, von denen einer oder mehrere Komponenten des Analogzustandes enthalten können. Dem berechneten Wert von 9.501 MeV am nächsten liegt das Niveau mit $E^*=9.503$ MeV (Nr. 8, $E_p=1.200$ MeV, $J=2$, $C(3/2)=0.5$, $G_1=0.17$); die Einteilchenstärke ist am grössten für das Niveau bei $E^*=9.459$ MeV (Nr. 10, $E_p=1.155$ MeV, $J=2$, $C(3/2)=0$ oder 1, $G_1=0.39$); das Niveau mit $E^*=9.472$ MeV (Nr. 9, $E_p=1.168$ MeV, $J=1, 2, 3$, $C(3/2)=0.2$ oder 0.8, $G_1=0.25$) sei noch erwähnt.

Dem 3^{-} -Niveau wird der Zustand mit $E^*=9.560$ MeV (Nr. 6, $E_p=1.259$ MeV, $J=2, 3$, $G_1=0.16$) zugeordnet; er liegt nahe dem berechneten Wert von 9.574 MeV und hat als einziger im fraglichen Energiebereich möglicherweise $J=3$. Möglicherweise sind Anteile des Analogzustandes in anderen 3^{-} -Zuständen zu finden. Es ist jedoch zu beachten, dass schon der Urbildzustand kein reiner Einteilchenzustand ist.

4.4 Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

In der vorliegenden Arbeit wurden 13 Resonanzen der $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ -Streuung festgestellt, von denen vier in der $^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$ -Reaktion keine Entsprechung haben. In allen anderen Fällen ist die Übereinstimmung der Resonanzenergien gut. Beim Vergleich der möglichen Spinwerte ergeben sich keine Widersprüche; deshalb wurden die aus den $^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$ -Daten gewonnenen Spins zusammen mit den Spins aus der elastischen Protonenstreuung zur Spinbestimmung herangezogen (vgl. Tabelle 4.1). In der Tabelle 4.4 sind die Daten angegeben.

$^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$				$^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$	
Nr.	E_{p} (MeV)	E^* (MeV)	J	E^* (MeV)	J
1	1.392	9.692	2	-----	
2	1.375	9.674	1,2	9.672	2,3
3	1.342	9.642	1,2,3	9.643	1,2,3
4	1.305	9.605	1,2	9.608	1
				9.606	2,3
5	1.279	9.582	1,2	-----	
6	1.259	9.560	2,3	-----	
7	1.234	9.536	1,2	9.540	1
				9.539	2,3
8	1.200	9.503	2	9.503	2,3
9	1.168	9.472	1,2,3	-----	
10	1.155	9.459	1,2	9.457	2,3
11	1.129	9.434	1,2	9.435	1
				9.433	2,3
12	1.104	9.409	2	9.408	2,3
				9.404	2,3
13	1.064	9.370	2,3	9.370	2,3

Tabelle 4.4 Vergleich mit $^{39}\text{K}(\text{p},\gamma)$ -Daten (Le 66)

Bindhardt (Bi 69) untersuchte die $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion, genauer den Zwei-Stufen-Prozess $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})^{40}\text{Ca}^*(\text{p})$. Die Analyse der Daten geht davon aus, dass der Reaktionsmechanismus an der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})^{40}\text{Ca}^*$ -Schwelle besonders einfach ist, da dort die emittierten Neutronen unter $\theta_{\text{Lab}} = 0^\circ$ auftreten. In diesem Fall ist die $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion der elastischen Protonenstreuung im Resonanzfall äquivalent - wenn man von der Rutherfordstreuung absieht. Die Winkelverteilung wird wegen $l = 1$

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta), \text{ wobei } A_2 \equiv f.$$

Ein Vergleich der Ergebnisse ist in Tabelle 4.5 durchgeführt.

$^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$				$^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$	
Nr.	E_p (MeV)	E^* (MeV)	f	E^* (MeV)	A_2
2	1.375	9.674	0.1 ± 0.05	9.672	0.2 ± 0.2
4	1.305	9.605	0.0 ± 0.05	9.595	0.54 ± 0.1
7	1.234	9.536	0.27 ± 0.05	9.537	0.48 ± 0.1

Tabelle 4.5 Vergleich mit $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Daten (Bi 69)

Die Übereinstimmung ist im Fall der Resonanz Nr. 2 gut und fehlt bei Nr. 4 und Nr. 7. Das ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Protonenwinkelverteilungen nicht unmittelbar an der Schwelle gemessen werden konnten sondern um ein Beträchtliches darüber. Dort aber ist die Äquivalenz von $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ und $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ nicht mehr gegeben. Hinzu kommt, dass infolge kinematischer Verbreiterung der Protonenlinien die einzelnen Gruppen stark überlappen und die Auswertung erschweren. Daher ist es auch nicht verwunderlich, dass in der $^{39}\text{K}(\text{d},\text{np})$ -Reaktion nur wenige Niveaux im hier interessierenden Anregungsbereich beobachtet wurden.

Die $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ -Streuung wurde von de Meijer et al. (Me 70) untersucht. Die Unterschiede in den Ergebnissen sind beträchtlich (Tabelle 4.6). In der vorliegenden Arbeit wurden 13 Resonanzen gefunden. De Meijer et al. geben im gleichen Energiebereich 9 Resonanzen an; darunter sind eine Doppelresonanz, die von uns nicht aufgelöst wurde, und zwei Resonanzen, die von uns nicht beobachtet wurden.

Eigene Daten $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$				(Me 70) $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$		
Nr.	E_{p} (MeV)	E^* (MeV)	$(2J+1)\Gamma$ (keV)	E_{p} (MeV)	E^* (MeV)	$(2J+1)\Gamma$ (keV)
---	-----	-----	-----	1.561	9.852	1.7
---	-----	-----	-----	1.509	9.801	1.0
1	1.392	9.692	0.81	-----	-----	-----
2	1.375	9.674	2.04	1.372	9.669	1.8
3	1.342	9.642	1.3	-----	-----	-----
4	1.305	9.605	2.3	1.307	9.604	} 3.4
				1.306	9.603	
5	1.279	9.582	2.3	-----	-----	-----
6	1.259	9.560	1.6	-----	-----	-----
7	1.234	9.536	2.6	1.238	9.537	1.2
8	1.200	9.503	1.2	-----	-----	-----
9	1.168	9.472	1.4	-----	-----	-----
10	1.155	9.459	2.1	1.153	9.454	0.6
11	1.129	9.434	2.5	1.130	9.432	0.7
12	1.104	9.409	2.9	1.102	9.405	0.7
13	1.064	9.370	2.2	-----	-----	-----

Tabelle 4.6 Vergleich der $^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$ -Daten

Eine Klärung dieser Diskrepanzen ist nur sehr ungefähr möglich. Für die Resonanzen bei $E_p = 1.561$ MeV und 1.509 MeV waren keine Anregungsfunktionen zu Vergleichszwecken erhältlich, ebenso für die von uns bei $E_p = 1.064$ MeV beobachtete Resonanz. Aus den veröffentlichten Daten geht hervor, dass die statistischen Fehler der Messpunkte sehr klein sind. Dennoch ist die Streuung der Messpunkte so gross, dass z.B. die Resonanzeffekte unter $\theta_{CM} = 90^\circ$ meist völlig in den Schwankungen verschwinden. Möglicherweise sind so auch andere Resonanzen der Beobachtung entgangen. Die Resonanzstrukturen sind wesentlich breiter als in unseren Messungen. Die Identifikation der Struktur bei $E_p = 1.305$ MeV als Doppelresonanz wird deshalb von uns überprüft werden. Es ist auch zu beachten, dass eine Resonanz bei $E_p = 1.755$ MeV ($E^* = 10.04$ MeV) von de Meijer et al. nicht beobachtet wurde, obwohl dort der Durchdringungsfaktor um das 4.5-fache grösser als bei $E_p = 1.375$ MeV ist und obwohl in allen anderen Fällen den von Fuchs et al. (Fu 69) gemessenen Neutronengruppen Protonenresonanzen zugeordnet wurden. *) Die $(2J+1)\Gamma$ -Werte stimmen nur in zwei Fällen überein; sonst gibt es Abweichungen bis zum Faktor vier.

Die (d,n)-Reaktion und die (p,p)-Streuung sind in gleicher Weise selektiv; sie sollten die gleichen Zustände mit gleicher Wahrscheinlichkeit bevölkern. Daher ist es äusserst verwunderlich, dass in dieser Arbeit Resonanzen auftreten, für die Fuchs et al. (Fu 69) entsprechende Neutronengruppen nicht beobachtet haben (vgl. Tabelle 4.7). Eine eingehende Überprüfung hat ergeben, dass diese Resonanzen nicht von Verunreinigungen herühren (Kapitel 2) sondern echte Effekte sind. Möglicherweise sind Neutronengruppen, die den Resonanzen bei $E_p = 1.392$ MeV, 1.342 MeV, 1.279 MeV, 1.259 MeV, 1.200 MeV, 1.168 MeV entsprechen, von Fuchs nicht aufgelöst worden. Mindestens die Resonanz bei $E_p = 1.064$ MeV hätte unter obiger Voraussetzung im (d,n)-Experiment eine Entsprechung haben müssen.

*) Der Fall soll überprüft werden.

$^{39}\text{K}(\text{p},\text{p})$, eigene Daten				$^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})$, (Fu 69)	
Nr.	E_{p} (MeV)	E^* (MeV)	$G_1(j_{\text{p}}=3/2)$	E^* (MeV)	G_1
1	1.392	9.692	0.035+0.01	-----	
2	1.375	9.674	0.097 0.02	9.666	0.11
3	1.342	9.642	0.076 0.02	-----	
4	1.305	9.605	0.17 0.04	9.601	0.37
5	1.279	9.582	0.2 0.04	-----	
6	1.259	9.560	0.156 0.04	-----	
7	1.234	9.536	0.3 0.08	9.533	0.22
8	1.200	9.503	0.166 0.04	-----	
9	1.168	9.472	0.246 0.06	-----	
10	1.155	9.459	0.39 0.1	9.455	0.13
11	1.129	9.434	0.57 0.15	9.431	0.22
12	1.104	9.409	0.82 0.2	9.408	0.57
13	1.064	9.370	0.88 0.2	-----	

Tabelle 4.7 Vergleich mit $^{39}\text{K}(\text{d},\text{n})$ -Daten (Fu 69)

In Tabelle 4.7 sind die G_1 -Werte ($G_1(j_{\text{p}}=3/2)$) aus (Fu 69) und aus der vorliegenden Arbeit zum Vergleich zusammengestellt. Wo ein Vergleich möglich ist, kann von Übereinstimmung gesprochen werden.

Eine mögliche Erklärung der Diskrepanzen zwischen unseren Ergebnissen und den Daten von Fuchs et al. (Fu 69) wird von R. Bass (Ba 70a) vorgeschlagen: konfigurationsabhängige Effekte könnten im Strippingprozess und in der elastischen Streuung unterschiedliche Selektivität bewirken. Diese Überlegungen sind zunächst noch sehr qualitativ. Es wäre interessant zu untersuchen, ob ein derartiger Effekt auch bei anderen Kernen nachweisbar ist. Da die Spinmischungsparameter ausser in zwei Fällen nicht eindeutig bestimmt werden konnten, ist der obige Erklärungsvorschlag aus den vorliegenden Daten nicht zu belegen.

Im Nachhinein soll darauf hingewiesen werden, dass genauere Messungen der Resonanz bei $E_p = 1.305$ MeV (Schrittweite 0.5 keV, Targetdicke 1 keV) keinen Hinweis auf das Vorhandensein einer Doppelresonanz gegeben haben. Die gleiche schmale Struktur - im Gegensatz zum Ergebnis von de Meijer (Me 70) - wurde wiedergefunden.

Eine Messung im Energiebereich $E_p = 1.690$ (0.001) 1.765 MeV zeigt eine starke Resonanz bei $E_p = 1.755$ MeV in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Fuchs et al. (Fu 69):

5 Zusammenfassung

Der Ausgangspunkt der Arbeit war die Messung hochangeregter Zustände in ^{40}Ca . Da einfache Teilchen-Loch-Konfigurationen bevorzugt angeregt werden, bestand die Hoffnung, die isobarisch analogen Zustände zum $(1d_{3/2}^{-1} 2p_{3/2})T=1, T_3=1$ -Quadruplett zu identifizieren. Um möglichst viel Information über die Niveaux zu erhalten, wurde die Untersuchung mit der elastischen Protonenstreuung durchgeführt. Im untersuchten Energiebereich $E_p=1.061$ MeV bis 1.587 MeV wird die Anregung von Niveaux mit den Konfigurationen $(1d_{3/2}^{-1} 2p_{3/2})T=1, T_3=0$ und $(1d_{3/2}^{-1} 2p_{1/2})T=0, T_3=0$ erwartet. Infolgedessen sind für $J=1, 2$ Konfigurationsmischungen möglich, wenn der Isospin keine gute Quantenzahl ist. Aussagen über Konfigurationsmischungen können mit der (p, p) -Streuung gewonnen werden.

Im untersuchten Energiebereich wurden 13 Resonanzen der elastischen Protonenstreuung festgestellt. Es wurde beobachtet, dass zur (p, p) -Streuung innerhalb der Messgenauigkeit nur Rutherford- und Resonanzamplitude beitragen. Die Resonanzen zeigen alle den gleichen Bahndrehimpuls $l=1$; die Faltungsbreiten sind für alle Resonanzen innerhalb der Fehlergrenzen gleich gross und in Übereinstimmung mit unabhängigen Messungen der Beiträge zur Auflösung. Die Resonanzbreiten sind klein gegen die Faltungsbreiten und deshalb nur ungenau bestimmbar. Die Resonanzenergien und -stärken konnten recht genau festgelegt werden; die Spins konnten nur in wenigen Fällen eindeutig bestimmt werden, dasselbe gilt für die Spinmischung.

Deshalb war auch keine eindeutige Identifikation der Mitglieder des $(1d_{3/2}^{-1} 2p_{3/2})_{T=1}$ -Quadrupletts möglich. Es konnten Kandidaten vorgeschlagen werden. Wahrscheinlich enthalten aber auch andere Niveaux Komponenten der Analogzustände. Einige Niveaux haben möglicherweise fast reinen Isospin; doch ist eine Entscheidung, ob $T=0$ oder $T=1$ vorliegt, mit dem vorhandenen Datenmaterial nicht möglich. Eine endgültige Zuordnung setzt weitere Untersuchungen voraus.

Der Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren zeigt, dass eine überraschende Diskrepanz zwischen den aus der (p,p) -Streuung und den aus der (d,n) -Reaktion gewonnenen Daten auftritt. Erklärungen dieses Effektes sind in Ansätzen vorhanden. Genauere Untersuchungen müssen abgewartet werden, ehe darüber Abschliessendes gesagt werden kann.

Anhang 1

Elastischer Streuquerschnitt für $^{39}\text{K}(p,p)$

Die verwendeten Beziehungen sind Arbeiten von Blatt und Biedenharn (Bl 52) und Christy (Ch 56) entnommen. Nach Kapitel 3.1 gilt für den Streuquerschnitt:

$$\sigma(\theta) = \sigma_c(\theta) + \sigma_1(\theta) + \sigma_{\text{int}}(\theta) \quad \text{mit}$$

$\sigma_c(\theta)$ = Streuquerschnitt der Coulomb- oder Rutherfordstreuung,

$\sigma_1(\theta)$ = Streuquerschnitt der Resonanzstreuung,

$\sigma_{\text{int}}(\theta)$ = Interferenzterm des Streuquerschnitts.

1) Coulombstreuung

$$\sigma_c(\theta_{\text{CM}}) = z^2 \sin^{-4}(\theta_{\text{CM}}/2)$$

θ_{CM} : Streuwinkel im Schwerpunktsystem

$$z = (Z_1 Z_2 e^2) / (2\mu v_1^2)$$

$Z_1 e$ = 1e Kernladung des Geschossteilchens

$Z_2 e$ = 39e " " Targetkerns

e Elementarladung

v_1 Laborgeschwindigkeit des Geschossteilchens

$\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ Reduzierte Masse

m_1 Masse des Geschossteilchens

m_2 " " Targetkerns

$$z^2 = 492.13 E_1^{-2} \quad (\text{mb/sr}) \quad \text{mit } E_1 = m_1 v_1^2 / 2 \quad \text{in MeV}$$

$$\sigma_c = 492.13 E_1^{-2} \sin^{-4}(\theta_{\text{CM}}/2) \quad (\text{mb/sr}) .$$

2) Resonanzstreuung

(Alle Grössen im Schwerpunktsystem; Ausnahmen werden erwähnt)

$$\sigma_1(\theta) = \pi(2l+1)\lambda^2 \left(\frac{p}{\hbar}\right)^2 \sum_{mMk} \alpha_k^2 \alpha_j^2 |Y_l^m(\theta, \phi)|^2 |C_{jl} C_{kl}|^2 \sin^2 \theta$$

$$C_{jl} = C_{jl}(J, M; M, 0), \quad C_{kl} = C_{kl}(J, M; M-m, m) \quad (\text{Ch 56})$$

$$\lambda = \hbar / \mu v_1 = 14.772 E_1^{-1/2} \quad (\text{mb/sr})^{1/2} \quad \text{de Broglie-Wellenlänge}$$

(v_1, E_1 im Laborsystem, E_1 in MeV)

$$\Gamma_p \approx \Gamma \quad \text{Protonenbreite} \approx \text{Gesamtbreite} \quad (\text{vgl. Kapitel 3.1})$$

$$\Gamma = P4 \quad (\text{Analysenparameter})$$

k, j Kanalspin im Ein- und Ausgangskanal

$$\alpha_j^2, \alpha_k^2 \quad \text{Kanalspinanteile mit } \sum_k \alpha_k^2 = 1, \sum_j \alpha_j^2 = 1$$

$$\sin^2 \theta = \Gamma \alpha(E, E_r, \Gamma) = (1 + (2(E_r - E)/\Gamma)^2)^{-1}$$

$E_r = P1$ (Analysenparameter) Resonanzenergie, E = Geschossenergie

Die Umformung der ersten Gleichung ergibt:

$$\sigma_1(\theta) = 0.25 \lambda^2 \sum_{kj} \alpha_k^2 \alpha_j^2 (-)^{k+j} \sum_L Z(1J1J, jL) Z(1J1J, kL) P_L(\cos \theta) \sin^2 \theta$$

$L=0, 2, \dots, 2l$

Mit den hier in Frage kommenden Werten (vgl. Kapitel 3.1) wird $k, j = s = 1, 2$ und $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1$ und

$$\sigma_1(\theta) = 0.25 \lambda^2 \sum_L P_L(\cos \theta) (Z(1J1J, 1L) - \alpha_2^2 (Z(1J1J, 1L) + Z(1J1J, 2L)))^2 \cdot \sin^2 \theta$$

$$\text{Es ist } P_0(\cos \theta) = 1, Z(1J1J, 10) = -Z(1J1J, 20) = (-)^{J+1} (2J+1)^{1/2}.$$

Wegen $l=1$ wird $L=0, 2$. Es wird folgende Vereinfachung eingeführt:

$$f = f(J, \alpha_2^2) = (2J+1)^{-1} (Z(1J1J, 12) - \alpha_2^2 (Z(1J1J, 12) + Z(1J1J, 22)))^2.$$

$$f = P3 \quad (\text{Analysenparameter})$$

Damit geht der Resonanzterm in folgende Gestalt über:

$$\sigma_1(\theta) = 0.25 \lambda^2 (2J+1) \Gamma (1+f P_2(\cos \theta)) \alpha(E, E_r, \Gamma)$$

$$0.25 \lambda^2 = 54.554 E_1^{-1} \quad (\text{mb/sr}), E_1 \text{ in MeV, Laborenergie}$$

$$(2J+1) \Gamma = P2 \quad (\text{Analysenparameter})$$

3) Interferenzterm

$$\sigma_{\text{int}}(\theta) = A_{c1} \sin^2 \mathcal{J} + B_{c1} \sin \mathcal{J} \cos \mathcal{J}$$

$$\sin^2 \mathcal{J} = \Gamma \alpha(E, E_r, \Gamma)$$

$$\sin \mathcal{J} \cos \mathcal{J} = \Gamma \beta(E, E_r, \Gamma) = (2(E_r - E)/\Gamma) \sin^2 \mathcal{J}$$

$$\begin{aligned} A_{c1} &= \frac{2(2J+1)}{(2j_T+1)(2i_p+1)} \lambda(\sigma_c(\theta))^{1/2} (\Gamma_p/\Gamma) P_1(\cos\theta) \sin(2\eta_1 - \xi) \\ &= a_{c1} \sin(2\eta_1 - \xi) \end{aligned}$$

$$B_{c1} = -a_{c1} \cos(2\eta_1 - \xi)$$

$$j_t = 3/2, \quad i_p = 1/2, \quad (2j_T+1)(2i_p+1) = 8, \quad l = 1, \quad \Gamma_p/\Gamma = 1$$

$$\eta_1 = \arctan(Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v_1)) = \arctan(+3.002 E^{-1/2})$$

$$\xi = -(Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar v_1)) \ln \sin^2(\theta/2) = -3.002 E^{-1/2} \ln \sin^2(\theta/2)$$

$$A_{c1}(E, \theta) = 0.25 \lambda(\sigma_c(\theta))^{1/2} (2J+1) \sin(2\eta_1 - \xi) P_1(\cos\theta)$$

$$B_{c1}(E, \theta) = -A_{c1}(E, \theta) \cot(2\eta_1 - \xi)$$

$$\begin{aligned} A_{c1} \sin^2 \mathcal{J} &= (2J+1) \Gamma 0.25 \lambda(\sigma_c(\theta))^{1/2} \sin(2\eta_1 - \xi) P_1(\cos\theta) \alpha(E, E_r, \Gamma) \\ &= (2J+1) \Gamma A(E, \theta) \alpha(E, E_r, \Gamma) \end{aligned}$$

$$B_{c1} \sin \mathcal{J} \cos \mathcal{J} = (2J+1) \Gamma B(E, \theta) \beta(E, E_r, \Gamma)$$

$$\sigma_{\text{int}}(\theta) = (2J+1) \Gamma (B(E, \theta) \beta(E, E_r, \Gamma) + A(E, \theta) \alpha(E, E_r, \Gamma))$$

Anhang 2

Apparative Auflösung

1) Faltung

Sei $g(E')$ die zu faltende Funktion (z.B. $\sigma(E')$) und $f(E, E')$ die Faltungsfunktion oder Verteilung. Das Ergebnis der Faltung ist:

$$F(E) = N^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} g(E') f(E, E') dE'$$

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} f(E, E') dE' \quad .$$

Es ist (vgl. Kapitel 3.3)

$$g_1(E') = \alpha(E', E_r, \Gamma)$$

$$g_2(E') = \beta(E', E_r, \Gamma)$$

Substitution:

$$X = 2(E_r - E')/\Gamma, dX/dE' = -2/\Gamma$$

$$\alpha = g_1 = 1/(\Gamma(1+X^2))$$

$$\beta = g_2 = X/(\Gamma(1+X^2))$$

Ergebnis:

$$F_1(E) = \alpha'(E, E_r, \Gamma, b)$$

$$F_2(E) = \beta'(E, E_r, \Gamma, b)$$

$b = P5$ (Analysenparameter) Halbwertsbreite von $f(E, E')$

2) Verteilungen

a) Rechteckverteilung

$$f(E, E') = \begin{cases} 0, & E' < E-(b/2), E' > E+(b/2) \\ h, & E-(b/2) \leq E' \leq E+(b/2) \end{cases}$$

$$f(X) = \begin{cases} h, & X_1 \geq X \geq X_2 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$$

$$D = E_r - E$$

$$X_1 = 2(D+(b/2))/\Gamma$$

$$X_2 = 2(D-(b/2))/\Gamma$$

$$\alpha' = (\arctan X_1 - \arctan X_2)/(2b)$$

$$\beta' = 0.5(\ln(1+X_1^2) - \ln(1+X_2^2))/(2b)$$

$$HWB = b$$

b) Dreieckverteilung

$$f(E, E') = \begin{cases} h(E'-E+b)/b; & -b \leq E'-E \leq 0 \\ h(-E'+E+b)/b; & 0 \leq E'-E \leq b \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases}$$

$$f(X) = \begin{cases} h(D+b-X/2)/b; & X_1 \geq X \geq X_3 \\ h(-D+b+X/2)/b; & X_3 \geq X \geq X_2 \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases}$$

$$X_1 = 2(D+b)/\Gamma$$

$$X_2 = 2(D-b)/\Gamma$$

$$X_3 = 2D/\Gamma$$

$$\alpha' = \{(D+b)\arctan X_1 + (D-b)\arctan X_2 - 2D\arctan X_3 + \\ + 0.25\Gamma \ln(1+X_3^2)^2 - 0.25\Gamma \ln((1+X_1^2)(1+X_2^2))\} / (2b^2)$$

$$\beta' = \{D \ln((1+X_1^2)(1+X_2^2)) - D \ln(1+X_3^2)^2 + b \ln(1+X_1^2) - b \ln(1+X_2^2) + \\ + \Gamma (\arctan X_1 + \arctan X_2 - 2\arctan X_3 + 2X_3 - X_2 - X_1)\} / (4b^2)$$

$$HWB = b$$

c) Parabelverteilung

$$f(E, E') = \begin{cases} h(-(E'-E)^2 + b'^2)/b'^2 & ; -b' \leq E'-E \leq b' \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases}$$

$$f(X) = \begin{cases} h(-(D-\Gamma X/2) + b'^2)/b'^2 & ; X_1 \geq X \geq X_2 \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases}$$

$$X_1 = 2(D+b')/\Gamma$$

$$X_2 = 2(D-b')/\Gamma$$

$$\alpha' = 3 \left\{ (D^2 - b'^2 - 0.25\Gamma^2)(\arctan X_2 - \arctan X_1) + 0.25\Gamma^2(X_2 - X_1) + 0.5D\Gamma(\ln(1+X_1^2) - \ln(1+X_2^2)) \right\} / (8b'^3)$$

$$\beta' = 3 \left\{ (D^2 - b'^2 - 0.25\Gamma^2)0.5(\ln(1+X_2^2) - \ln(1+X_1^2)) + \Gamma^2(X_2^2 - X_1^2)/8 + D\Gamma(\arctan X_2 - \arctan X_1 - X_2 + X_1) \right\} / (8b'^3)$$

$$HWB = b = 2^{1/2}b'$$

d) Kombination: Trapez + Gaussverteilung

Trapez, dessen nicht-parallele Seiten die Steigungen der Wendetangenten einer Gaußkurve mit gleichem Maximalwert h haben und durch die entsprechenden Wendepunkte gehen:

$$f(E, E') = \begin{cases} h(2 + (E'-E)/b')/e^{1/2} & ; -2b' \leq E'-E \leq -b'(2-e^{1/2}) \\ h & ; -b'(2-e^{1/2}) \leq E'-E \leq +b'(2-e^{1/2}) \\ h(2 - (E'-E)/b')/e^{1/2} & ; b'(2-e^{1/2}) \leq E'-E \leq 2b' \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases}$$

$$f(X) = \begin{cases} h(2 + (D - 0.5\Gamma X)/b')/e^{1/2} & ; X_1 \geq X \geq X_2 \\ h & ; X_2 \geq X \geq X_3 \\ h(2 - (D + 0.5\Gamma X)/b')/e^{1/2} & ; X_3 \geq X \geq X_4 \\ 0 & ; \text{sonst} \end{cases}$$

$$X_1 = 2(D+2b')/\Gamma$$

$$X_2 = 2(D+2b' - b'e^{1/2})/\Gamma$$

$$X_3 = 2(D-2b' + b'e^{1/2})/\Gamma$$

$$X_4 = 2(D-2b')/\Gamma$$

$$\alpha' = - \left\{ (2+D/b')(\arctan X_2 - \arctan X_1)e^{-1/2} + \right. \\ \left. + (2-D/b')(\arctan X_4 - \arctan X_3)e^{-1/2} + \right. \\ \left. + \arctan X_3 - \arctan X_2 + \right. \\ \left. + \Gamma(\ln(1+X_1^2)(1+X_4^2) - \ln(1+X_2^2)(1+X_3^2))/(4b'e^{1/2}) \right\} / (8b'-b'e^{1/2})$$

$$\beta' = - \left\{ e^{-1/2}(2+D/b')(\ln(1+X_2^2) - \ln(1+X_1^2)) + \right. \\ \left. + e^{-1/2}(2-D/b')(\ln(1+X_4^2) - \ln(1+X_3^2)) + \right. \\ \left. + \ln(1+X_3^2) - \ln(1+X_2^2) + \right. \\ \left. + \Gamma(\arctan X_2 + \arctan X_3 - \arctan X_1 - \arctan X_4 + \right. \\ \left. + X_1 + X_4 - X_2 - X_3)/(b'e^{1/2}) \right\} / (16b'-4b'e^{1/2})$$

$$HWB = b = 2.35 b'$$

Anhang 3

Kanalspin- und Spinmischung

1) allgemeine Umkopplungstransformation für l-s und j-j-Kopplungsschemata:

$$\psi^J = a_1 (ls_1^J) + a_2 (ls_2^J)$$

$$\psi^J = b_1 (j_T j_1^J) + b_2 (j_T j_2^J)$$

j_T Targetspin

l Bahndrehimpuls

i_p (= 1/2) Spin des Geschossteilchens (Proton)

$$\vec{s} = \vec{j}_T + \vec{i}_p \quad \text{Kanalspin}$$

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{i}_p \quad \text{Gesamtspin}$$

$$\vec{J} = \vec{j}_T + \vec{j}$$

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$$

$$s_1 = j_T - 1/2$$

$$s_2 = j_T + 1/2$$

$$j_1 = l - 1/2$$

$$j_2 = l + 1/2$$

Für die Koeffizienten gilt:

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}$$

$$A_{ik} = (-1)^{J+1} (2s_i+1)^{1/2} (2j_k+1)^{1/2} \begin{Bmatrix} l & 1/2 & j_k \\ j_T & J & s_i \end{Bmatrix}$$

2) Im vorliegenden Fall sind $j_T=3/2$ und $l=1$. Damit wird

$$A_{11} = -A_{22} = -(J(J+1)/(3 \cdot 4))^{1/2}$$

$$A_{12} = A_{21} = ((J+4)(3-J)/(3 \cdot 4))^{1/2}$$

$$a_1^2 + a_2^2 = b_1^2 + b_2^2 \quad .$$

Dabei sind die b_i^2 die Kanalspinanteile (im Text : α_i^2),
 $i = 1, 2$ entsprechend $s = 1, 2$,

und die a_k^2 die Spinmischungsanteile (im Text : $C(j_k)$),
 $k = 1, 2$ entsprechend $j_{1,2} = 1/2, 3/2$.

$$0 \leq \alpha_i^2, C(j_k) \leq 1 \quad ; \quad \alpha_1^2 + \alpha_2^2 = C(j_1) + C(j_2) = 1$$

3) Umrechnung

$$\frac{b_1^2}{b_2^2} = \frac{(a_1 A_{11} + a_2 A_{12})^2}{(a_1 A_{21} + a_2 A_{22})^2} = \left\{ \frac{\sqrt{J(J+1)})^{1/2} - ((J+4)(3-J))^{1/2}}{\sqrt{((J+4)(3-J))^{1/2} + (J(J+1))^{1/2}}} \right\}^2$$

$$\sqrt{J} = a_1/a_2 .$$

(vgl. (Bi 69) und (Ka 69))

Literatur

- (Ba 65) R.W.Bauer, A.M.Bernstein, G.Heymann, E.P.Lippincott,
N.S.Wall PL 14(1965)129
- (Ba 67) R.Bass, C.Lehmann, U.Quast NP A 102(1967)190
- (Ba 70) R.Bass, R.Wechsung PL 32 B (1970)602
- (Ba 70a) R.Bass private Mitteilung
- (Bi 69) Ch.Bindhardt, IKF, Dissertation (1969)
- (Bl 52) J.M.Blatt, L.C.Biedenharn RMP 24(1952)258
- (Bo 67) B.Bosnjakovic, J.A.van Best, J.Bouwmeester,
NP A 94(1967)625
- (Bo 68) B.Bosnjakovic, J.Bouwmeester, J.A.van Best, H.S.Pruys
NP A 110(1968)17
- (Ch 56) R.F.Christy Physica 22(1956)1009
- (Cl 60) R.L.Clarke, E.Almquist, E.B.Paul NP 14(1959/60)472
- (En 59) H.A.Enge, E.J.Irwin, D.H.Weaner PR 115(1959)949
- (En 67) P.M.Endt, C.van der Leun NP A 105(1967)1
- (Er 66) J.Erskine PR 149(1966)854
- (Fr 60) J.B.French: Aizenberg-Selove, Nuclear Spectroscopy
(1960)890
- (Fu 69) H.Fuchs, K.Grabisch, G.Röschert NP A 129(1969)545
- (Gi 64) V.Gillet, E.A.Sanderson NP 54(1964)472
- (Gr 65) W.S.Gray, R.A.Kenefick, J.J.Kraushaar NP 67(1965)542
- (Gr 66) M.A.Grace, A.R.Poletti NP 78(1966)273
- (Ka 69) K.V.Keradzhev, V.I.Man'ko, F.E.Chukreev
Soviet Journal of Nuclear Physics 8(1969)184
- (Le 66) H.P.Leenhouts, P.M.Endt Physica 32(1966)322
- (Me 70) R.J.de Meijer, A.A.Sieders, H.A.A.Landman, G.de Roos
NP A 155(1970)109
- (Me 70a) R.J.de Meijer, T.F.Risselada, H.G.Berendsen
NP A 148(1970)77
- (Na 69) H.Nann IKF-IB 29(1969), unveröffentlicht
- (No 69) J.A.Nolen, J.P.Schiffer Ann.Rev.of Nucl.Sc. 19(1969)471
- (Pe 63) F.G.Perey PR 131(1963)745
- (Se 67) K.Seth, J.A.Biggerstaff, P.D.Miller, G.R.Satchler
PR 164(1967)1450
- (Sp 65) A.Springer, B.G.Harvey PL 14(1965)116

Herrn Professor Dr.Erwin Schopper,dem Direktor des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt a.M.,danke ich für die grosszügigen Arbeitsmöglichkeiten an seinem Institut.

Herrn Professor Dr.Reiner Bass bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für zahlreiche wertvolle Ratschläge und Diskussionen sehr dankbar.

Herrn Dr.C.Bindhardt danke ich für die Erstellung des zur Analyse verwendeten Computerprogramms und für seine Hilfe und Beratung bei den Messungen.

Herrn Dr.H.Nann danke ich für Rat und Unterstützung.

Herrn Dr.G.Presser habe ich für wertvolle Diskussionen zu danken.

Den Mitgliedern der Streukammergruppe im Besonderen,aber auch allen anderen Kollegen,die mir bei den Messungen geholfen haben,möchte ich hiermit danken,ebenso Herrn Meinel,Herrn Schneider und Herrn Baumgarten für ihren Beistand beim Betrieb des Beschleunigers;auch Herrn Kasubek und Herrn Zanger und allen Werkstattmitgliedern wie auch den Damen und Herren der Elektronikabteilung gilt mein Dank für ihre Hilfe.

Allen übrigen Institutsmitgliedern und Kollegen,die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben,sei hier sehr gedankt.

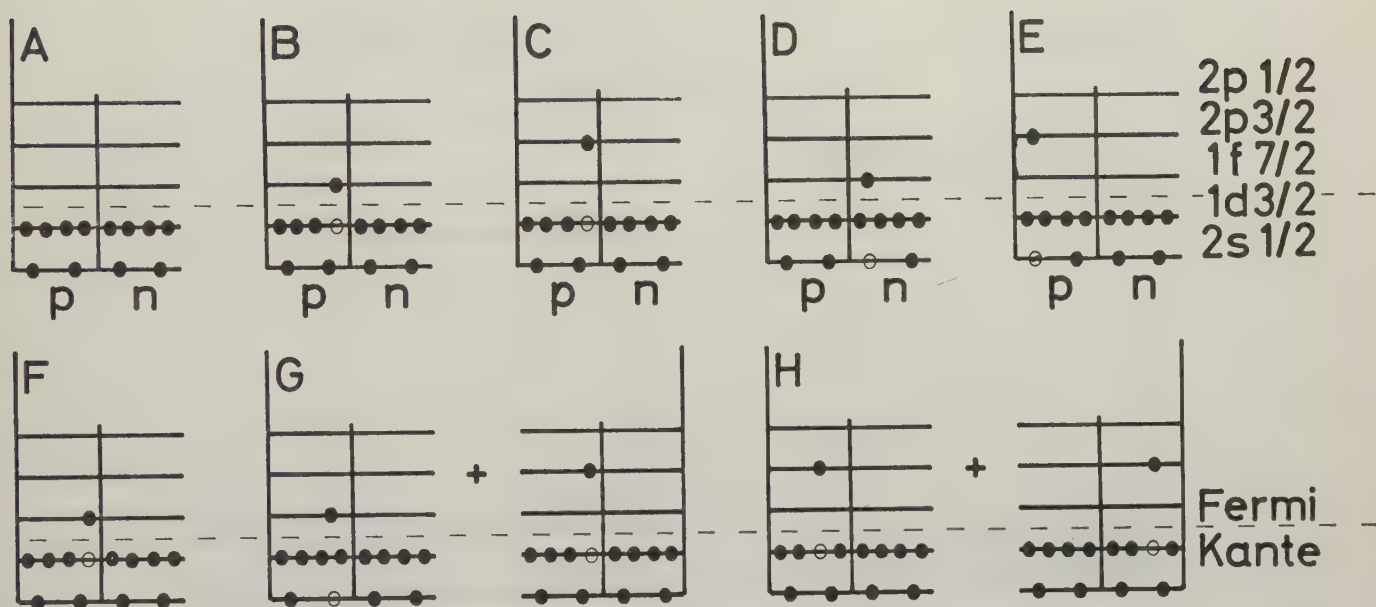
Dem Deutschen Rechenzentrum (DRZ) in Darmstadt und dem Zentralen Recheninstitut (ZRI) der Universität Frankfurt danke ich für die Beratung und die tatkräftige Hilfe, die es mir erlaubten, das reichlich anfallende Datenmaterial kurzfristig in kernspektroskopische Information umzusetzen.

Lebenslauf

Am 3. Oktober 1938 wurde ich in Höhr-Grenzhausen, Westerwald, als Sohn des Fabrikanten Benno Wingender und seiner Ehefrau Mia, geb. Fuchs, geboren. Ab Herbst 1944 besuchte ich die Volksschule meines Geburtsortes; nach Kriegsende zogen wir zu den Eltern meiner Mutter nach Baumbach. Im Herbst 1948 kam ich an das Gymnasium in Montabaur. Im Frühjahr 1949 wurde ich in das Aloisiuskolleg in Bad Godesberg aufgenommen, wo ich im Februar 1958 das Abitur bestand.

Das Studium der Physik begann ich im Sommersemester 1958 an der Georg August Universität in Göttingen. Nachdem ich das Sommersemester 1960 an der Friedrich Wilhelm Universität in Bonn verbracht hatte und wieder nach Göttingen zurückgekehrt war, bestand ich dort im Mai 1961 das Vordiplom. Zum Wintersemester 1961 ging ich an die Johann Wolfgang Goethe Universität in Frankfurt. Im von Professor E. Schopper geleiteten Institut für Kernphysik fertigte ich unter der Anleitung von Professor R. Bass meine Diplomarbeit an; sie hatte das Thema "Prüfung eines Kugelmoderator-Neutronenspektrometers an (p,n)-Reaktionen". Die Diplomprüfung legte ich im Sommersemester 1965 ab.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren:
E. Schopper, R. Bass, W. Greiner, G. Süssmann, B. Mrowka, F. Beck, Lüders, Steinwedel, Flammersfeld, Hilsch, Reidemeister, Grauert, Deuring, Bartels, Mannkopf.



Figur 1.1

A: Grundzustand $J^\pi = 0^+$

B: 1-Teilchen-1-Loch-Konfiguration $(1d_{3/2})^{-1}(1f_{7/2})$

C: " $(1d_{3/2})^{-1}(2p_{3/2})$

D: " $(2s_{1/2})^{-1}(1f_{7/2})$

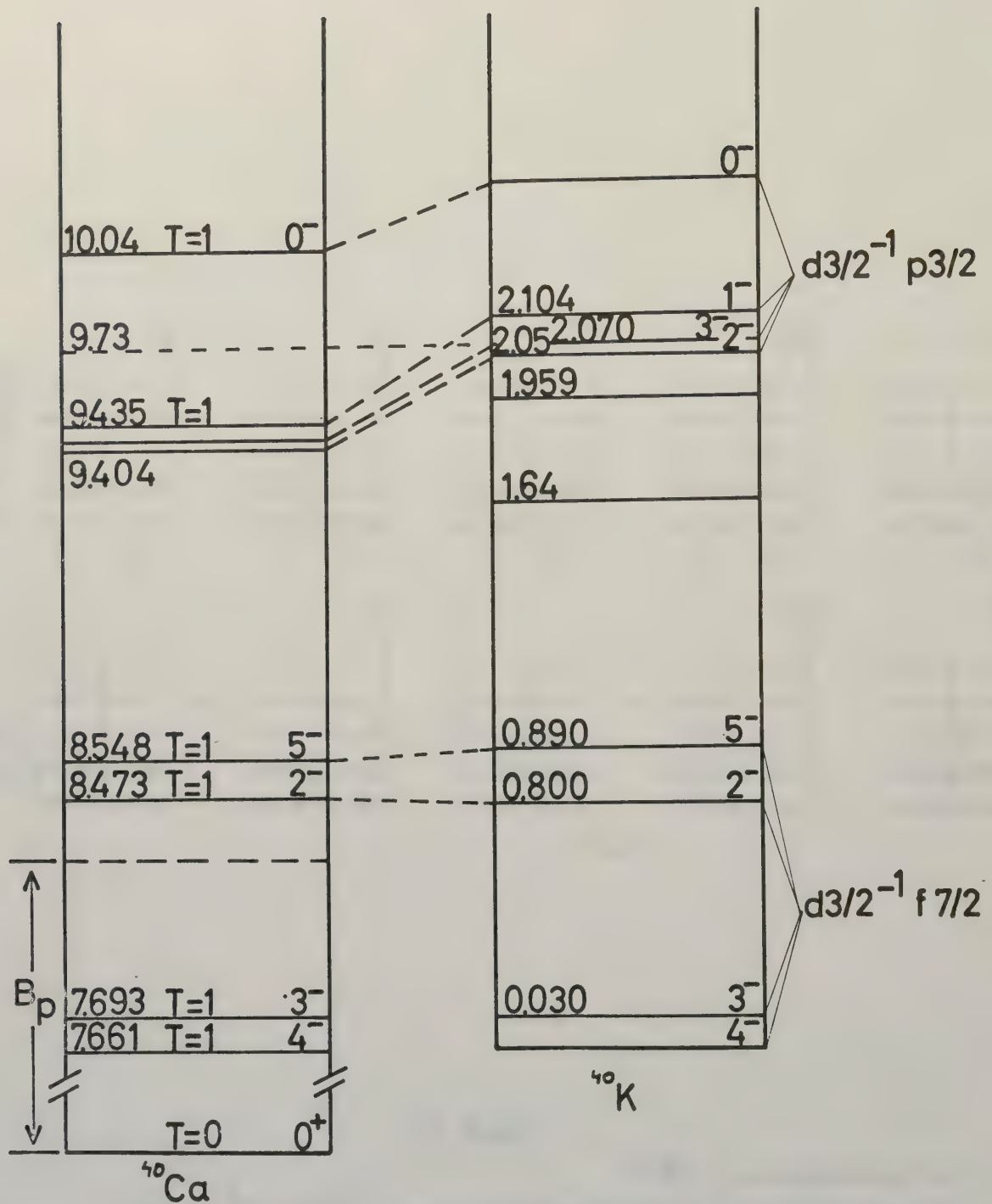
E: " $(2s_{1/2})^{-1}(2p_{3/2})$

F: 2-Teilchen-2-Loch-Konfiguration $(d_{3/2}^{-1} f_{7/2})_p (d_{3/2}^{-1} f_{7/2})_n$

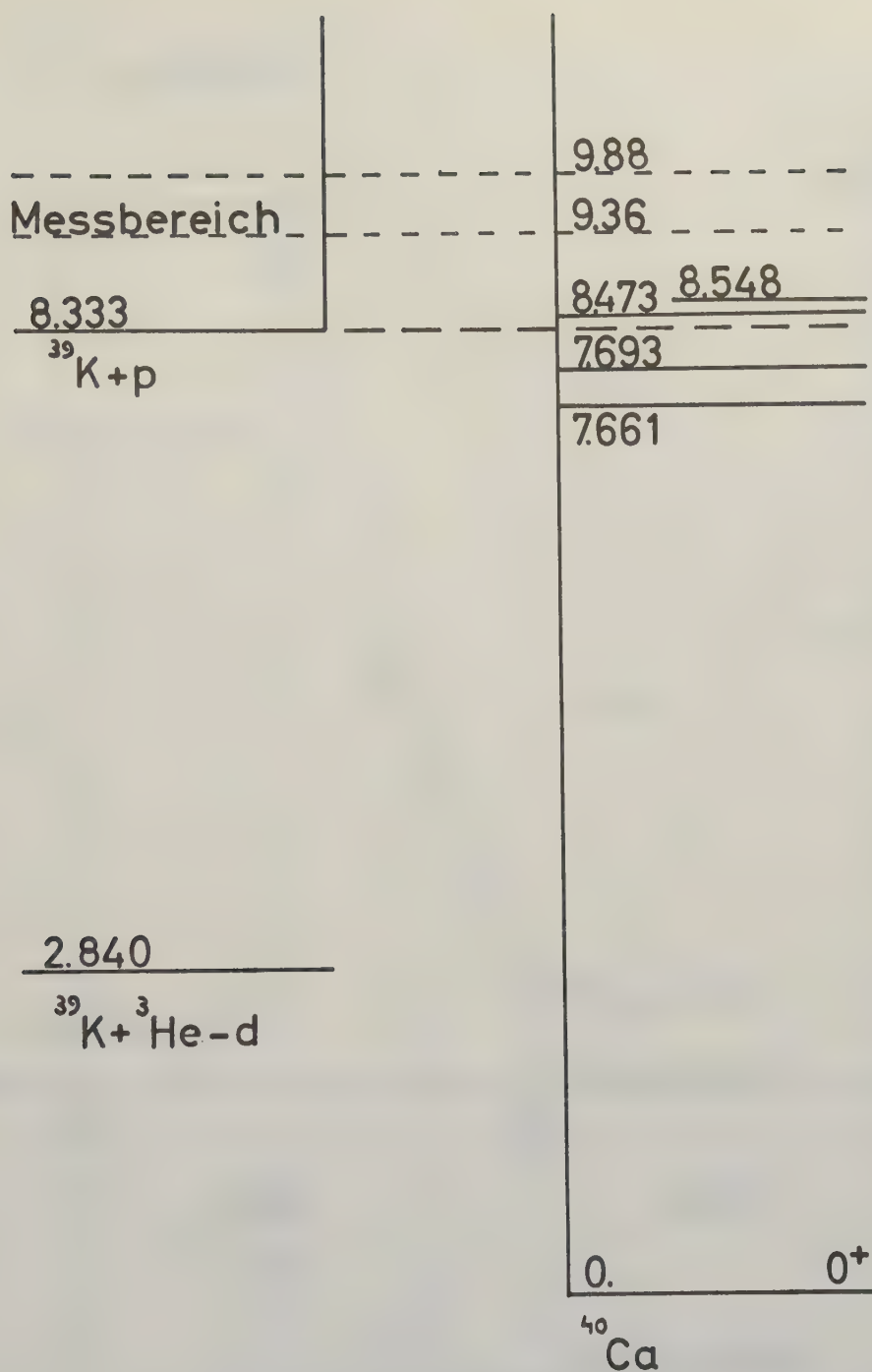
G: Konfigurationsmischung: $a(s_{1/2}^{-1} f_{7/2}) + (1-a)(d_{3/2}^{-1} p_{3/2})$, $0 \leq a \leq 1$

H: Kopplung von p- und n-Anregungen für guten Isospin:

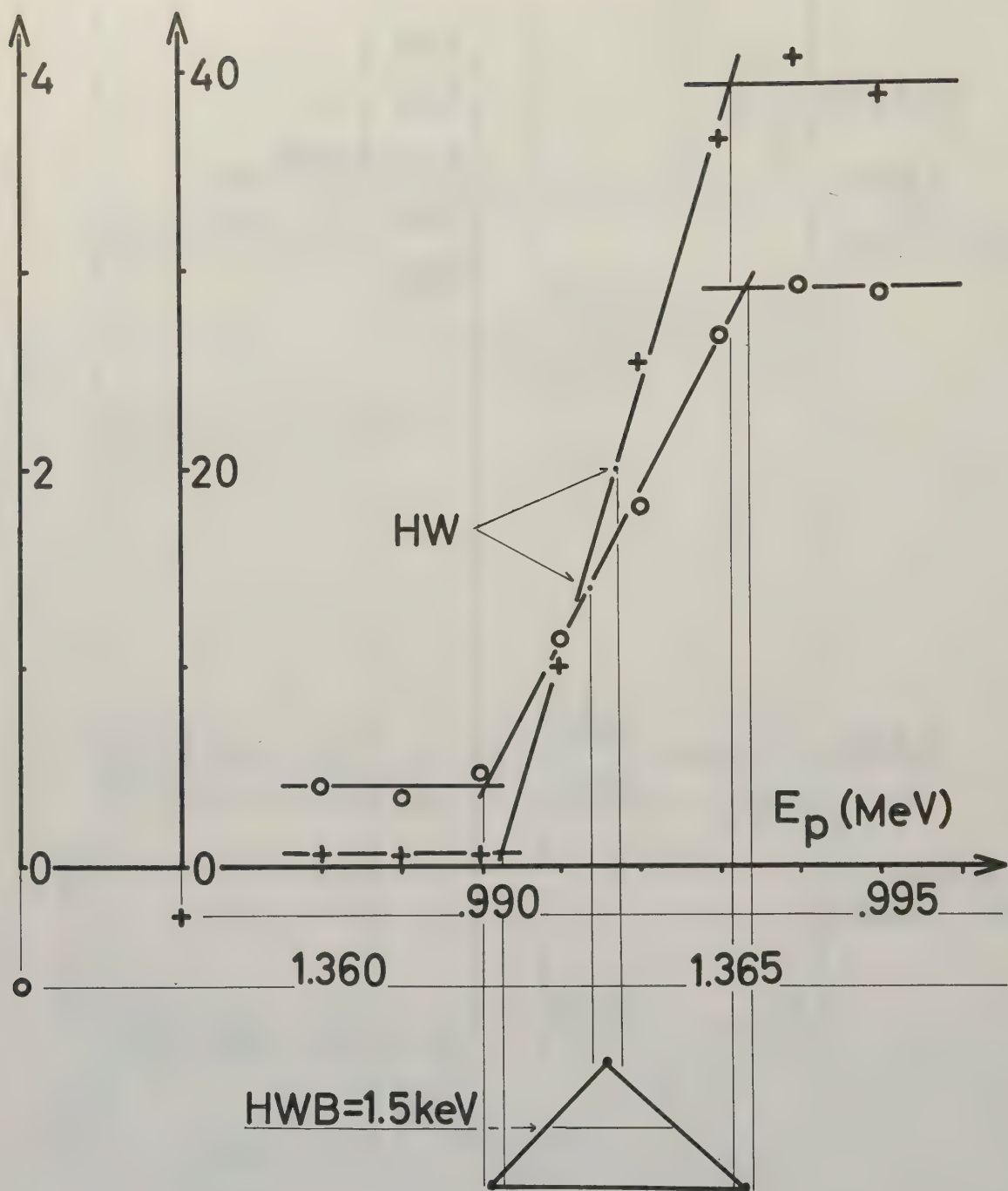
$$0.5((d_{3/2}^{-1} p_{3/2})_p + (d_{3/2}^{-1} p_{3/2})_n)$$

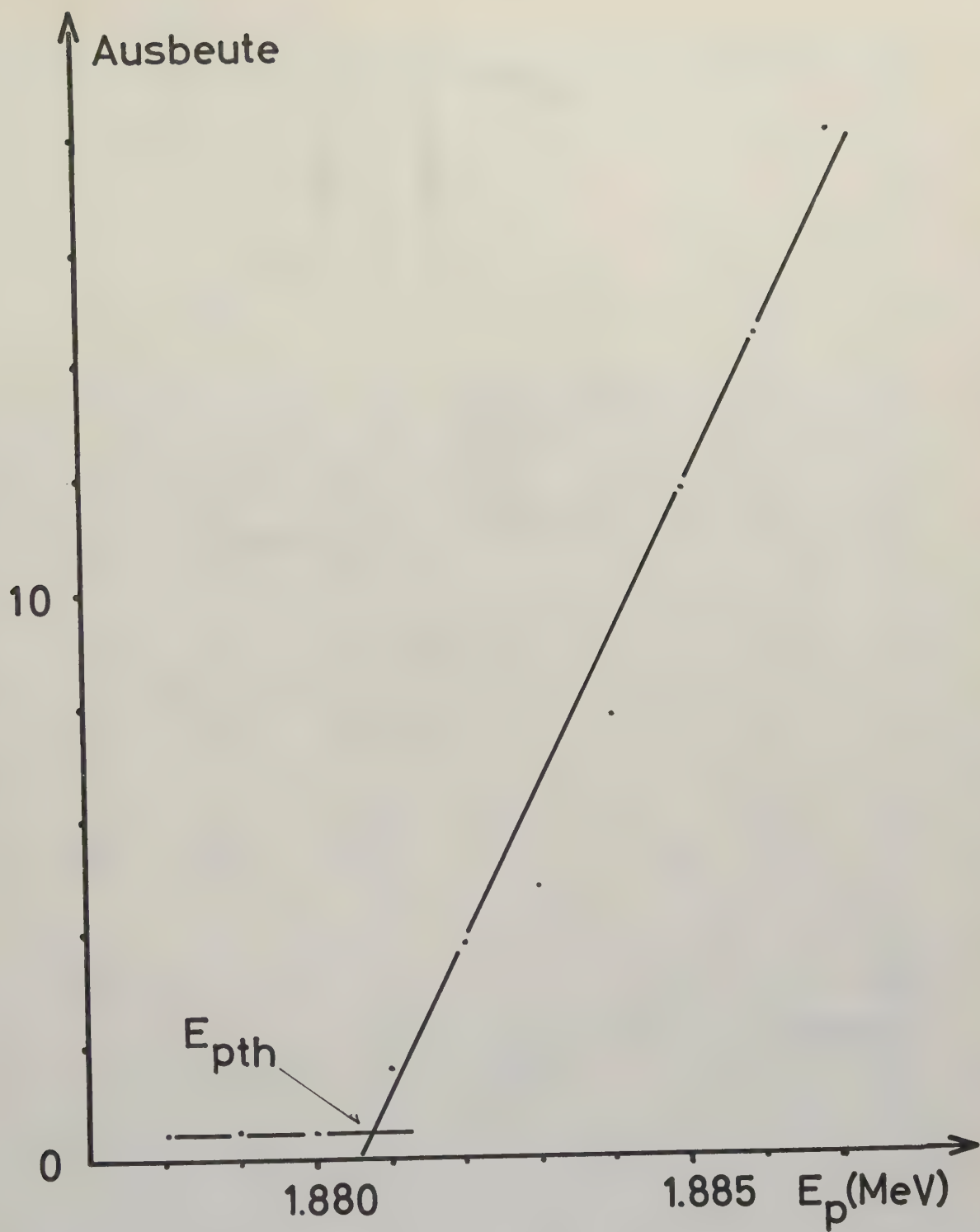


Figur 1.2
Isobarisch analoge Zustände in ^{40}K und ^{40}Ca (nach Bi 69)



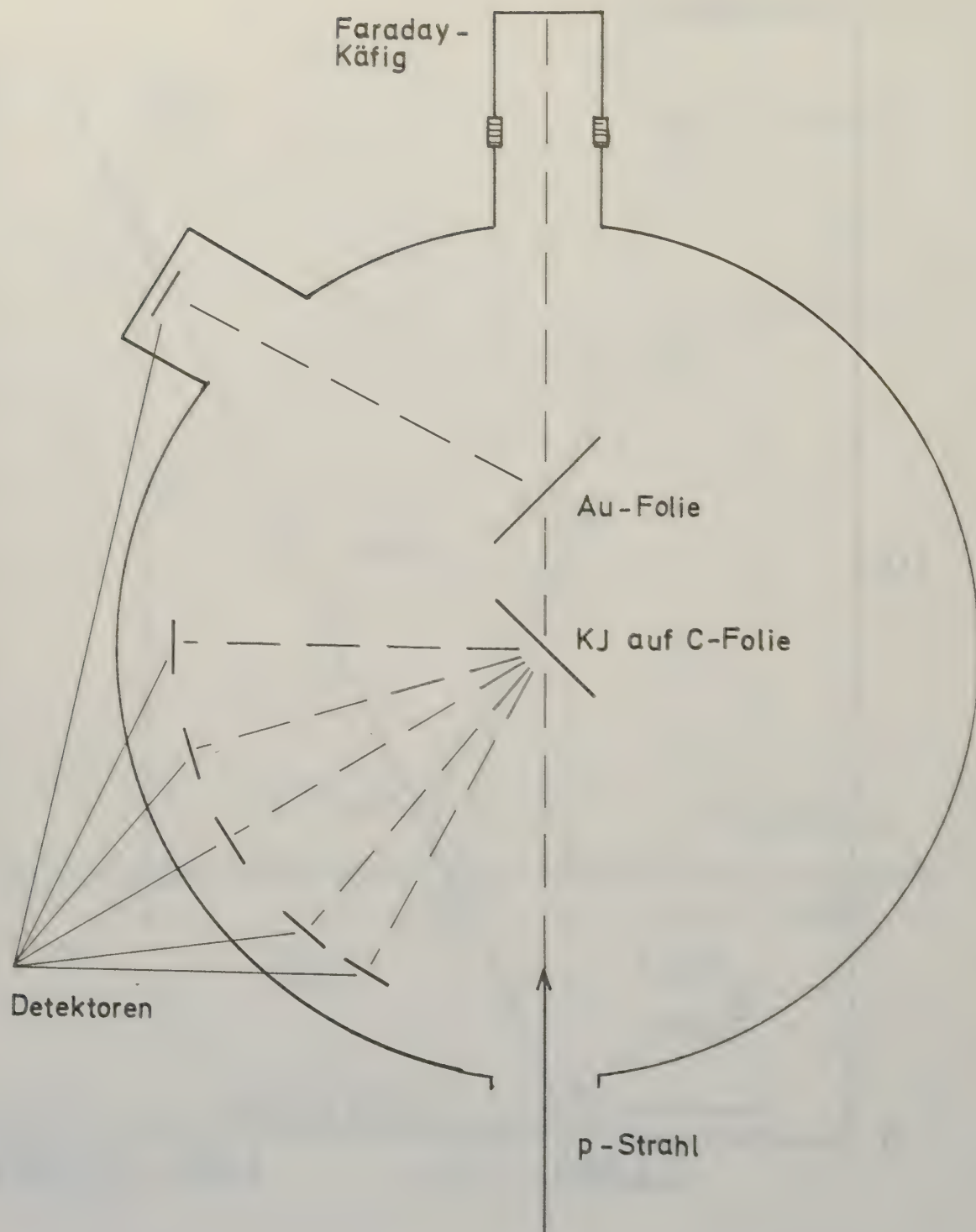
Figur 1.3
Reaktionsschema



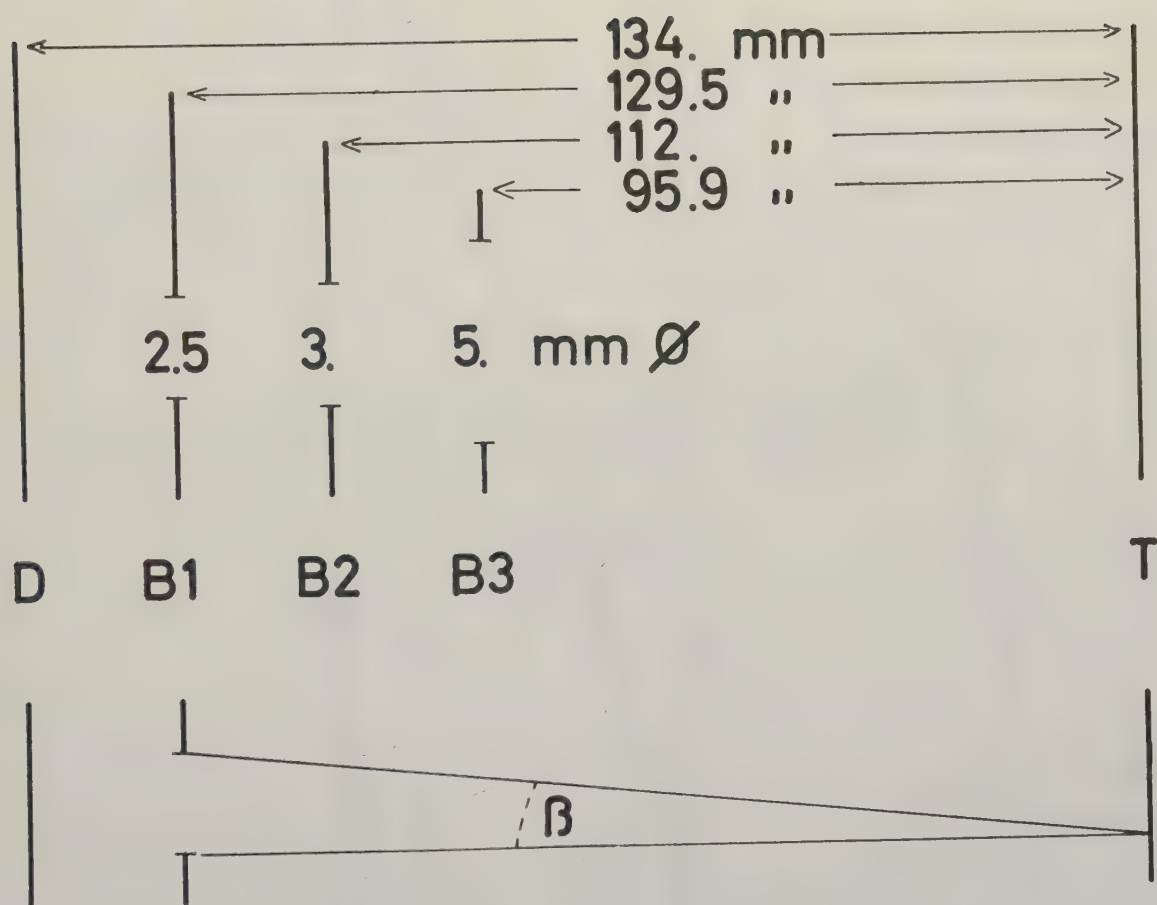


Figur 2.2

${}^7\text{Li}(p,n)$ -Schwelle, $E_{p,S}=1.881$ MeV



Figur 2.3
Streukammer, schematisch



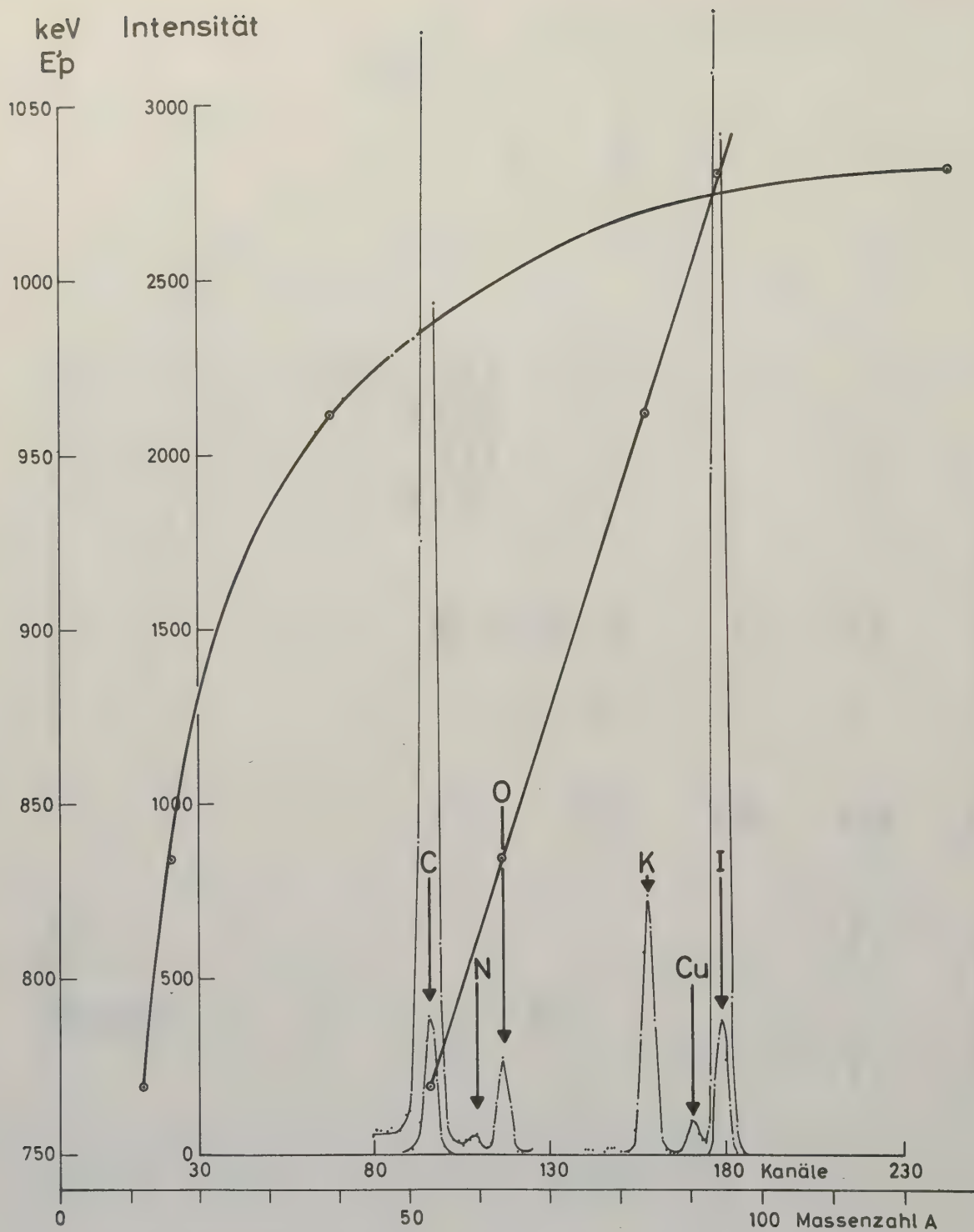
Figur 2.4

Blendensystem und Winkelauflösung

D: Detektor; T: Target;

B1, B2, B3 : Blende 1, 2, 3;

$\alpha = 1.1^\circ$

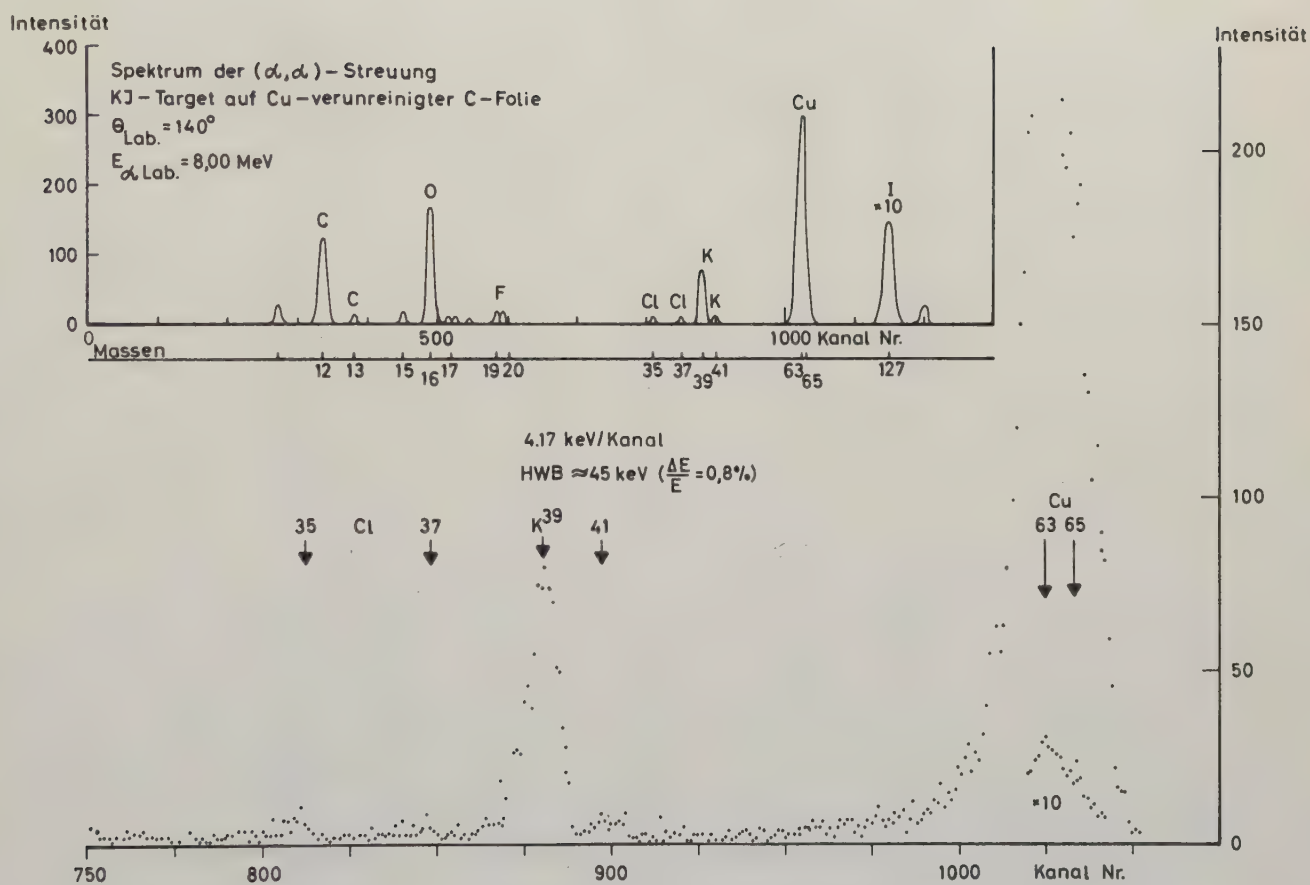


Figur 2.5

Spektrum elastisch gestreuter Protonen, $E_{p\text{Lab}} = 1.060 \text{ MeV}$

$\theta_{\text{Lab}} = 154.4^\circ$

Auflösung: I:1.07%; K:1.3%



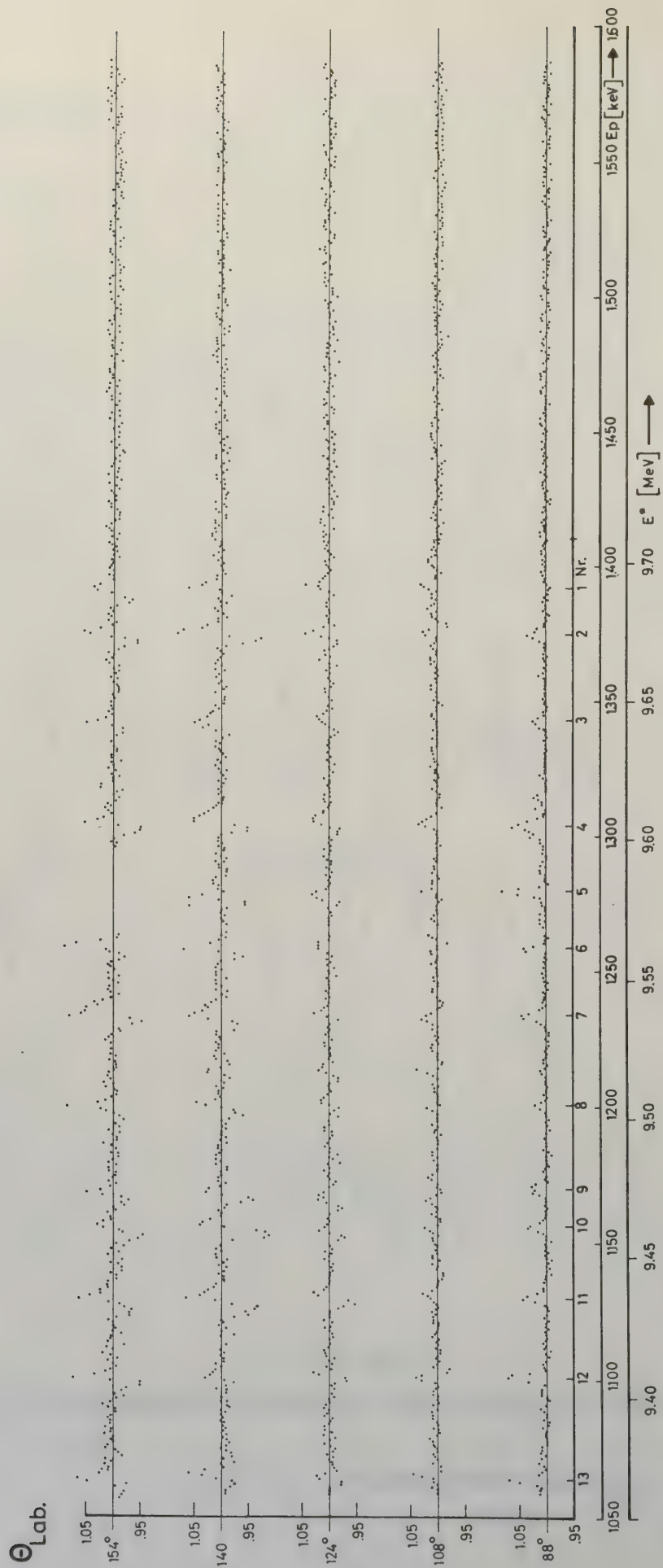
Figur 2.6

Spektrum und Ausschnitt der (α, α) -Streuung; $E_{\text{Lab}} = 8,00 \text{ MeV}$

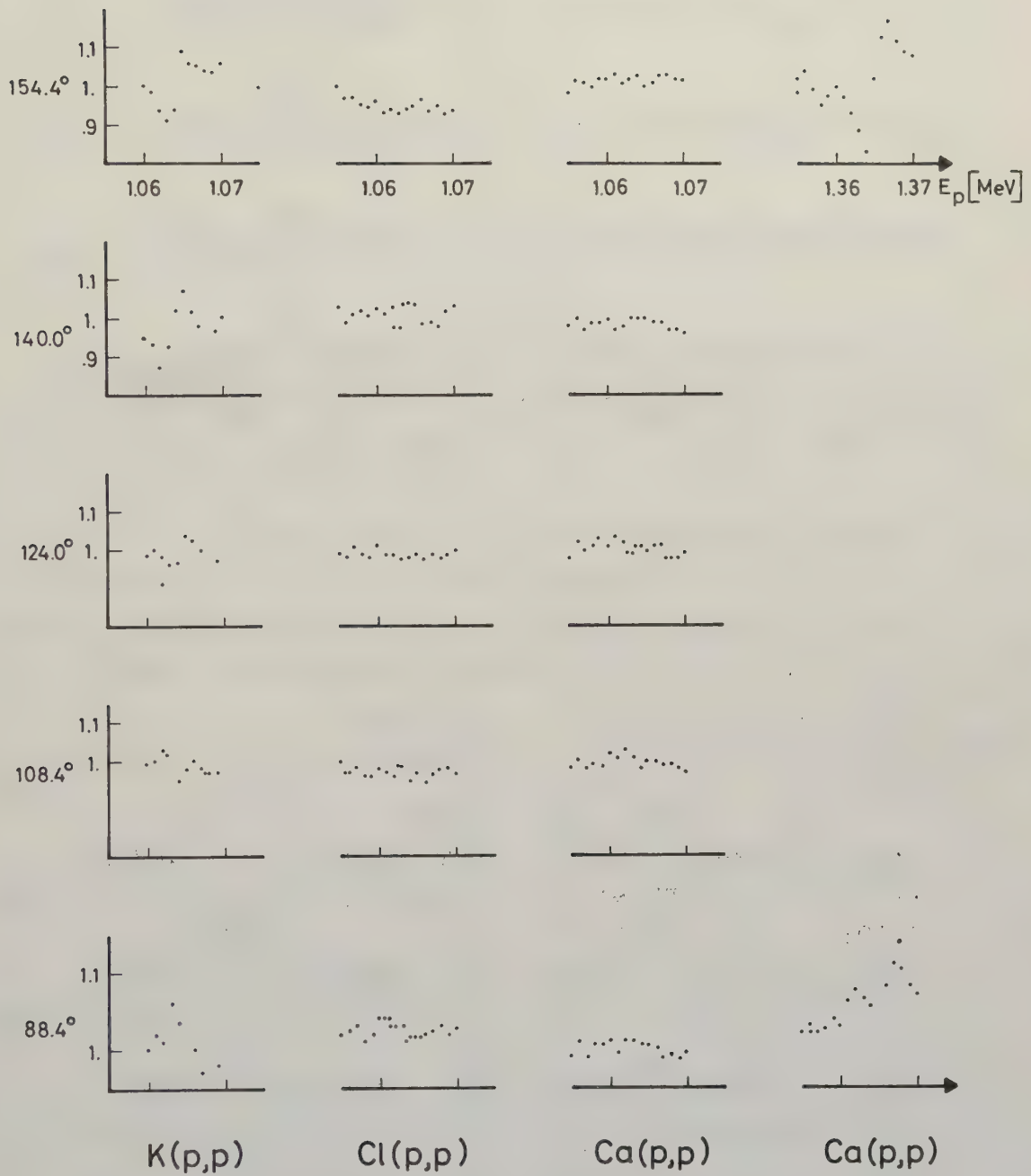
$\Theta_{\text{Lab}} = 140^\circ$

KI-Target auf Cu-verunreinigter C-Folie

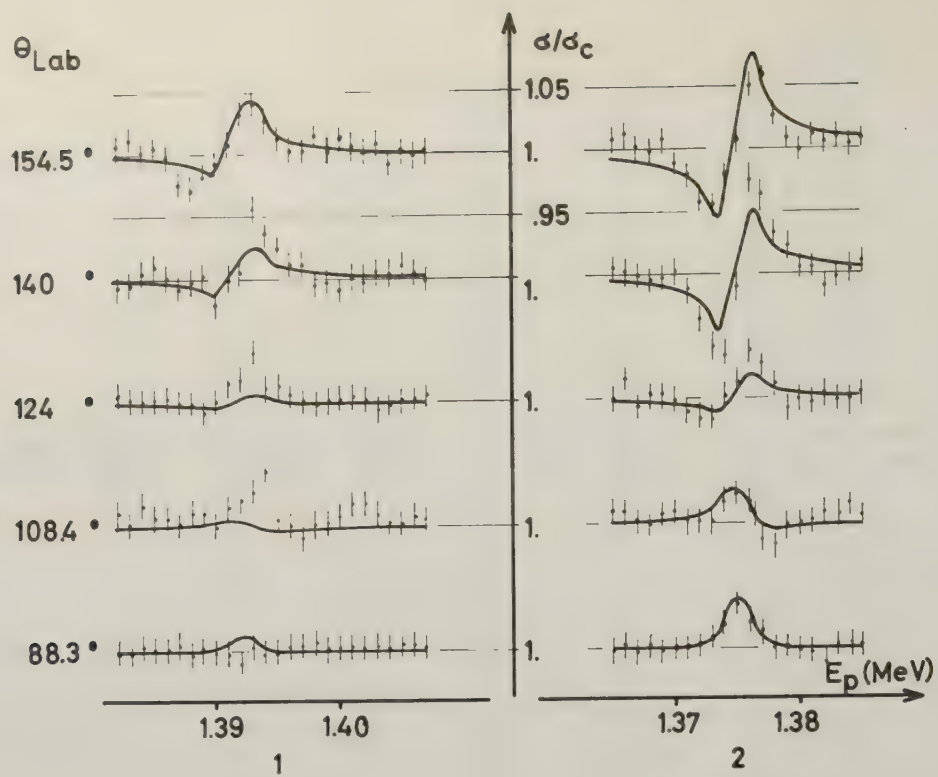
Auflösung ^{39}K : 0,8%



Figur 2.7 Anregungsfunktionen der K(p,p)-Streuung

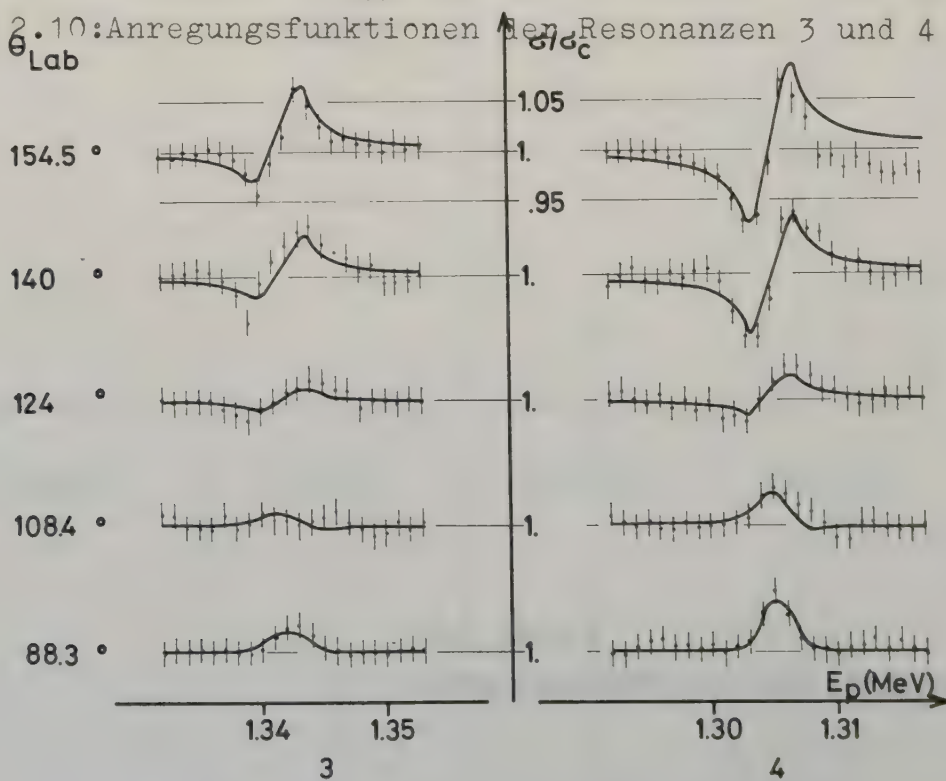


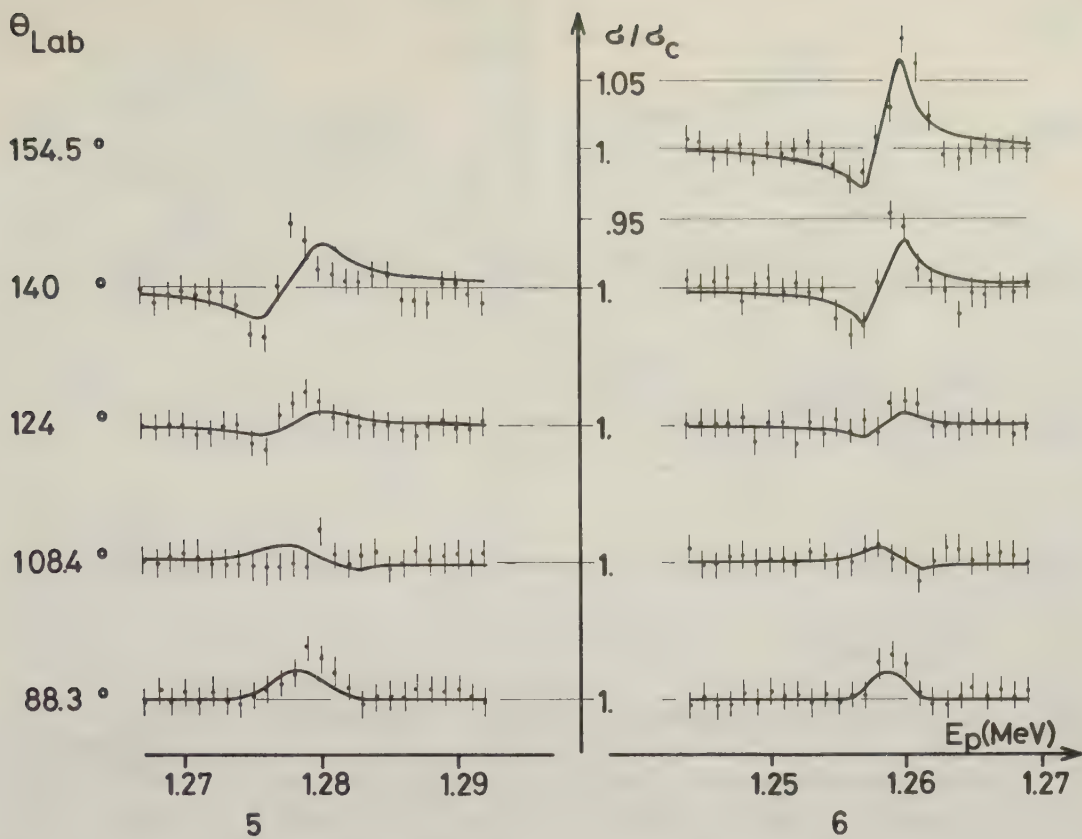
Figur 2.8
Protonenstreuung an Nachbarkernen



Figur 2.9 :Anregungsfunktionen der Resonanzen 1 und 2
Punkte: Messwerte; Kurve: beste Anpassung

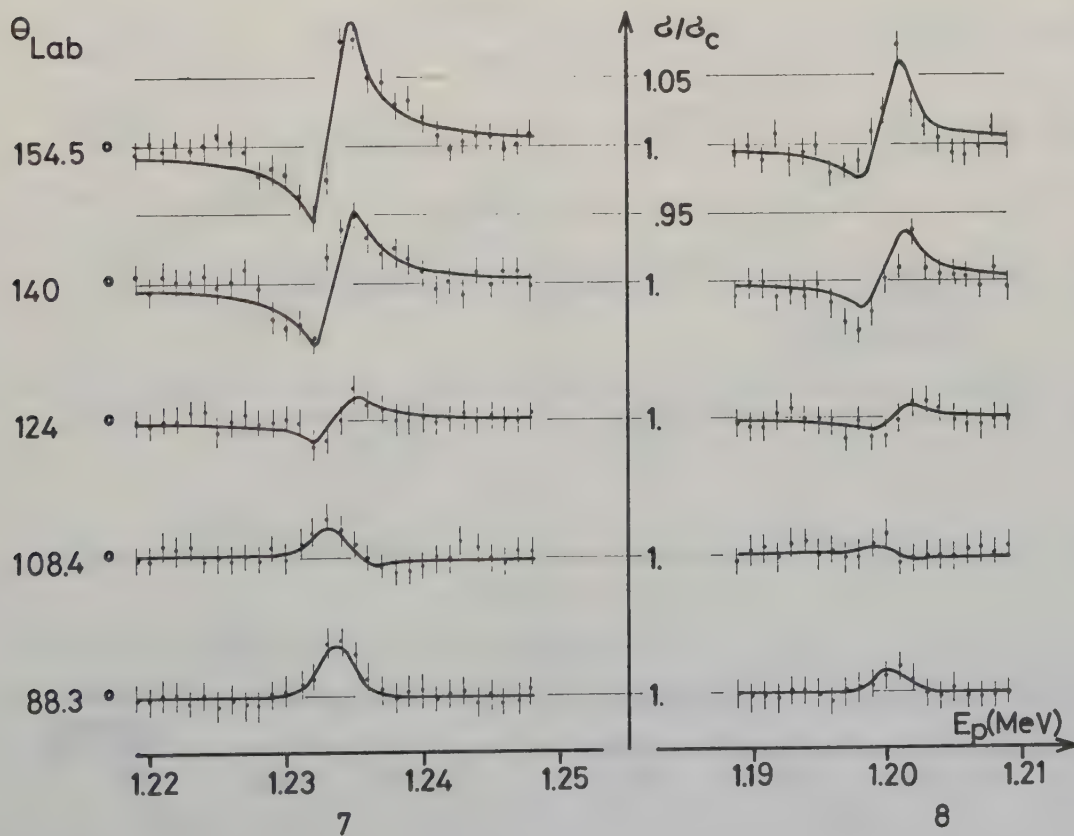
Figur 2.10: Anregungsfunktionen der Resonanzen 3 und 4

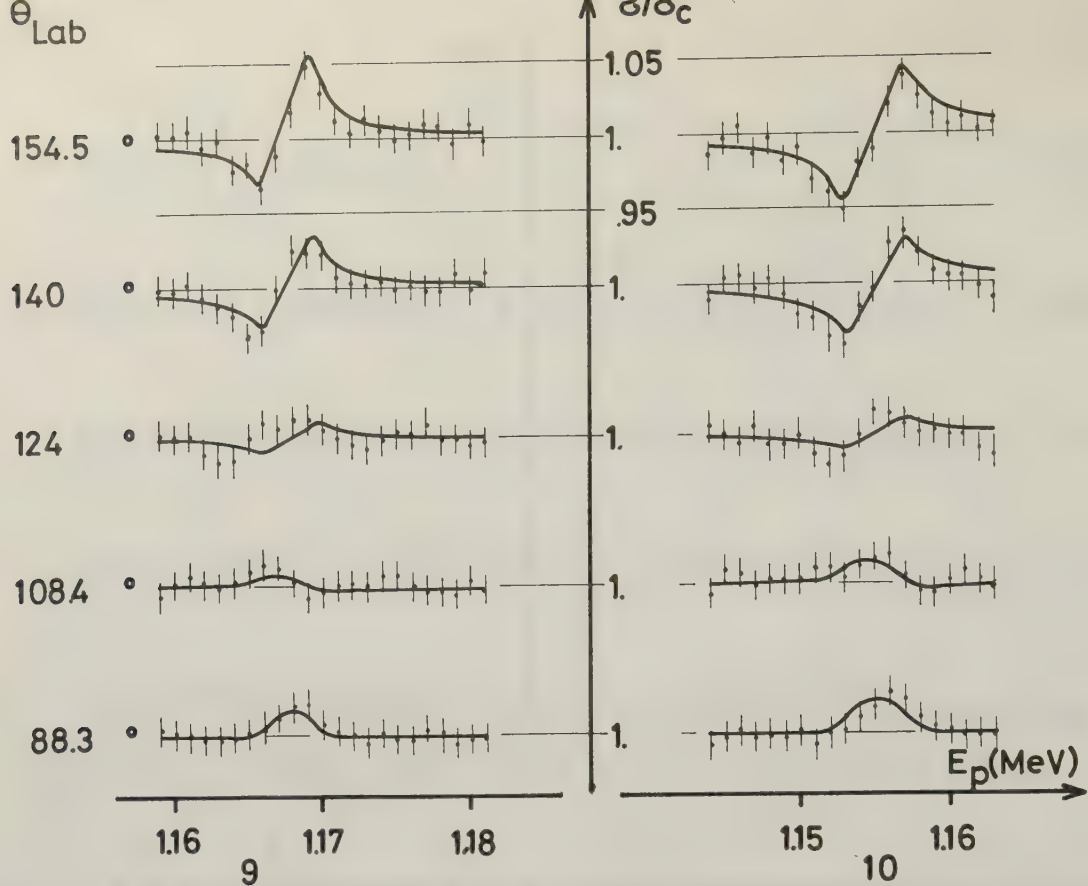




Figur 2.11: Anregungsfunktionen der Resonanzen 5 und 6
 Punkte: Messwerte; Kurve: beste Anpassung

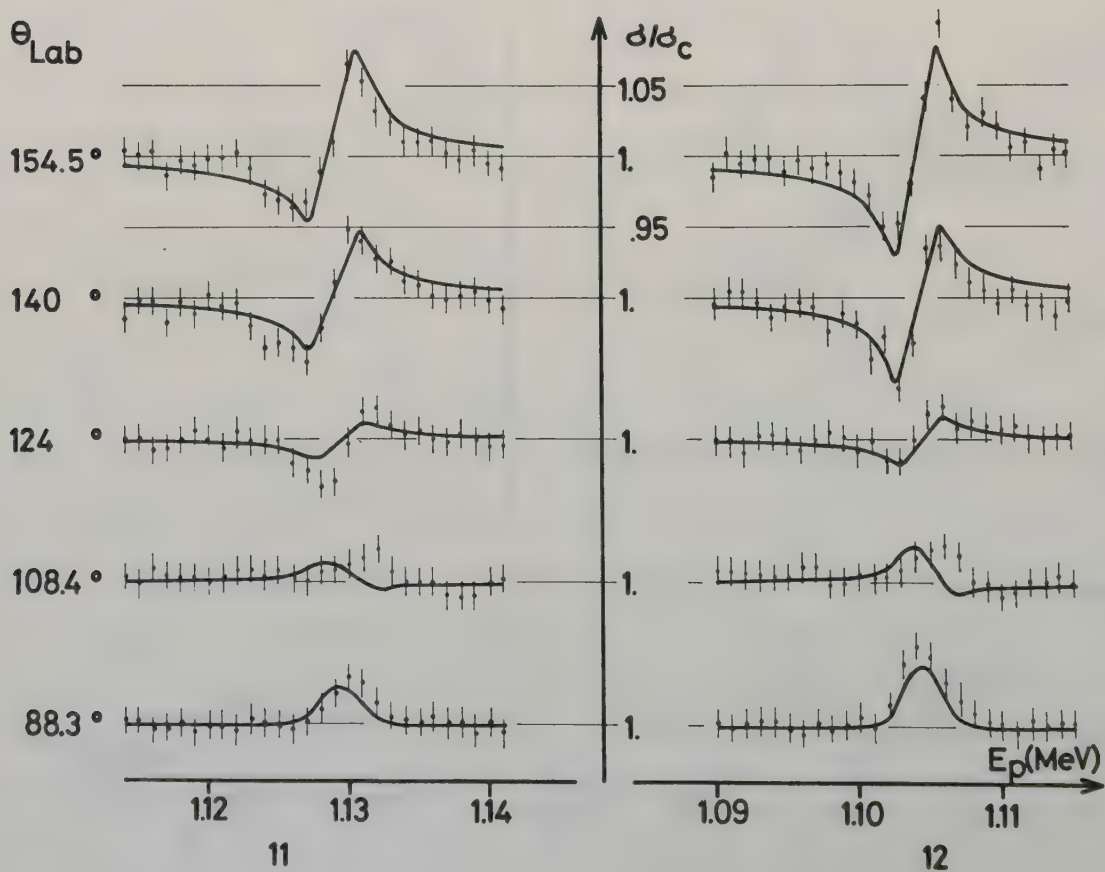
Figur 2.12: Anregungsfunktionen der Resonanzen 7 und 8

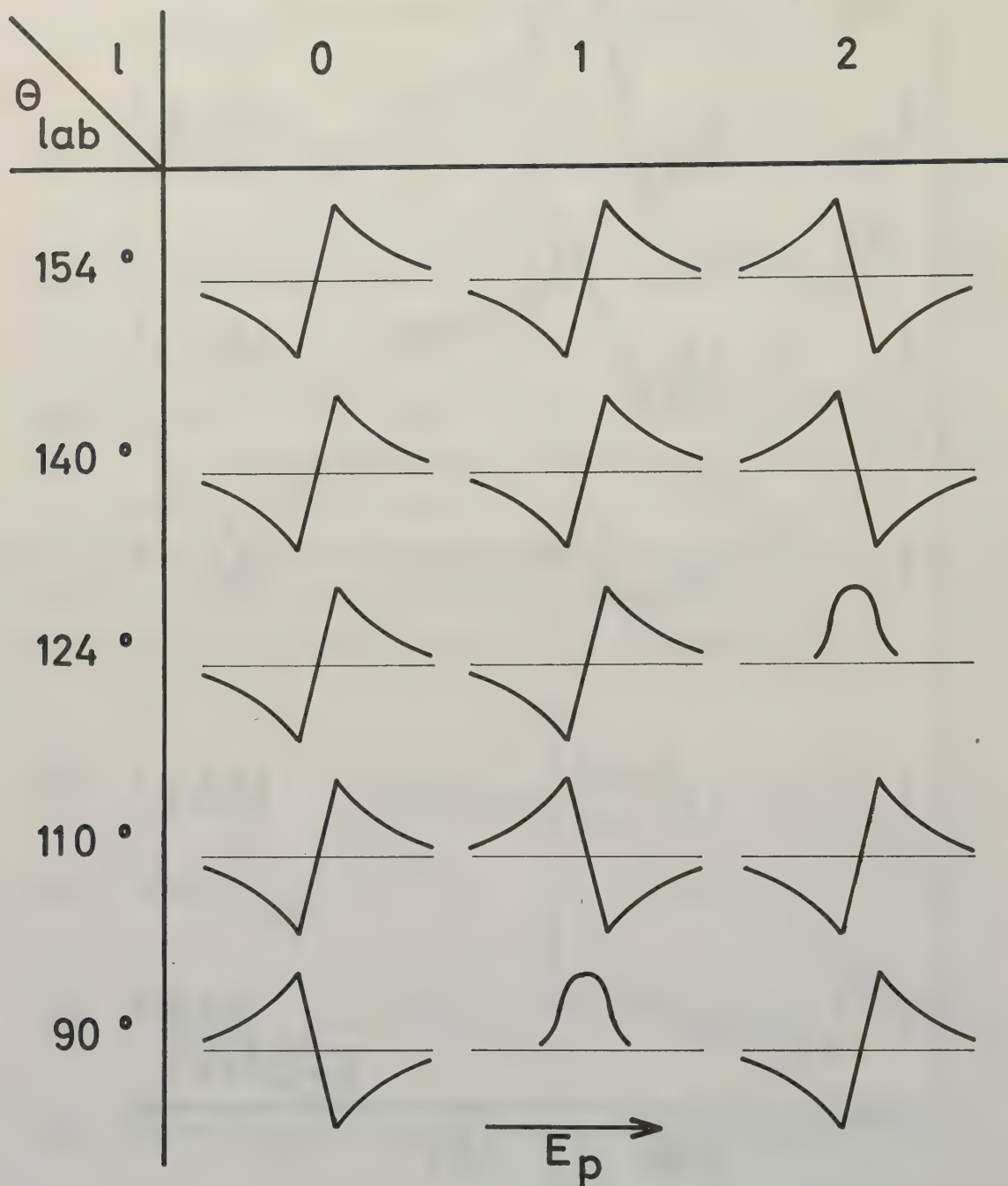




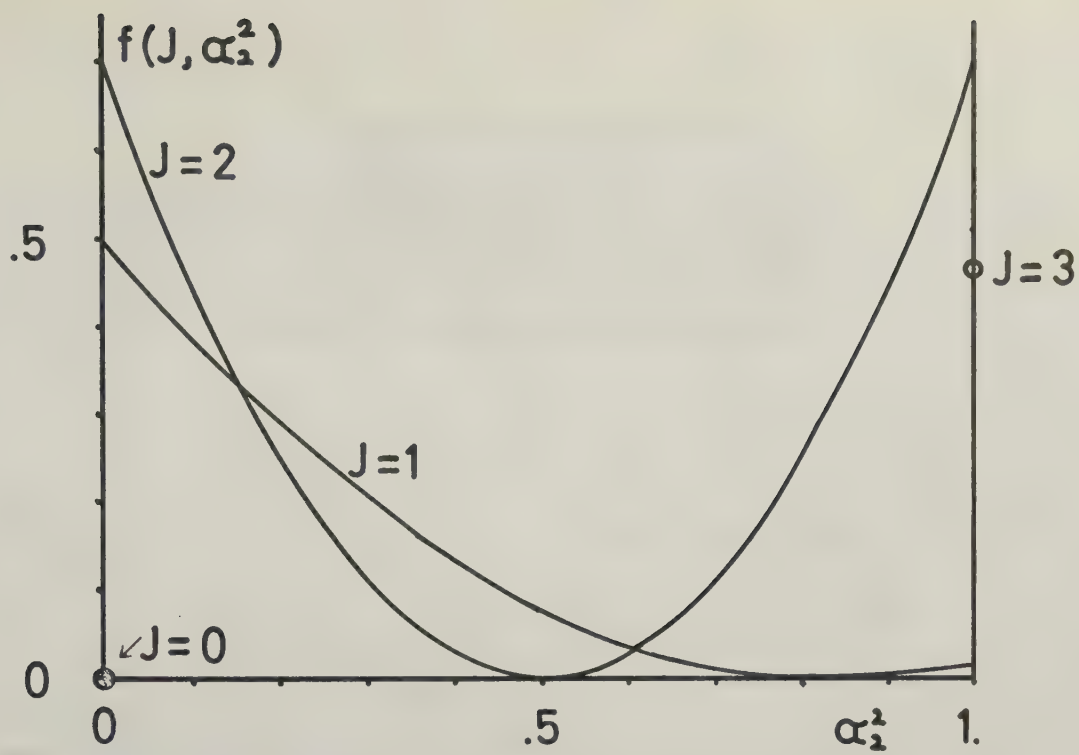
Figur 2.13: Anregungsfunktionen der Resonanzen 9 und 10
 Punkte: Messwerte; Kurve: beste Anpassung

Figur 2.14: Anregungsfunktionen der Resonanzen 11 und 12



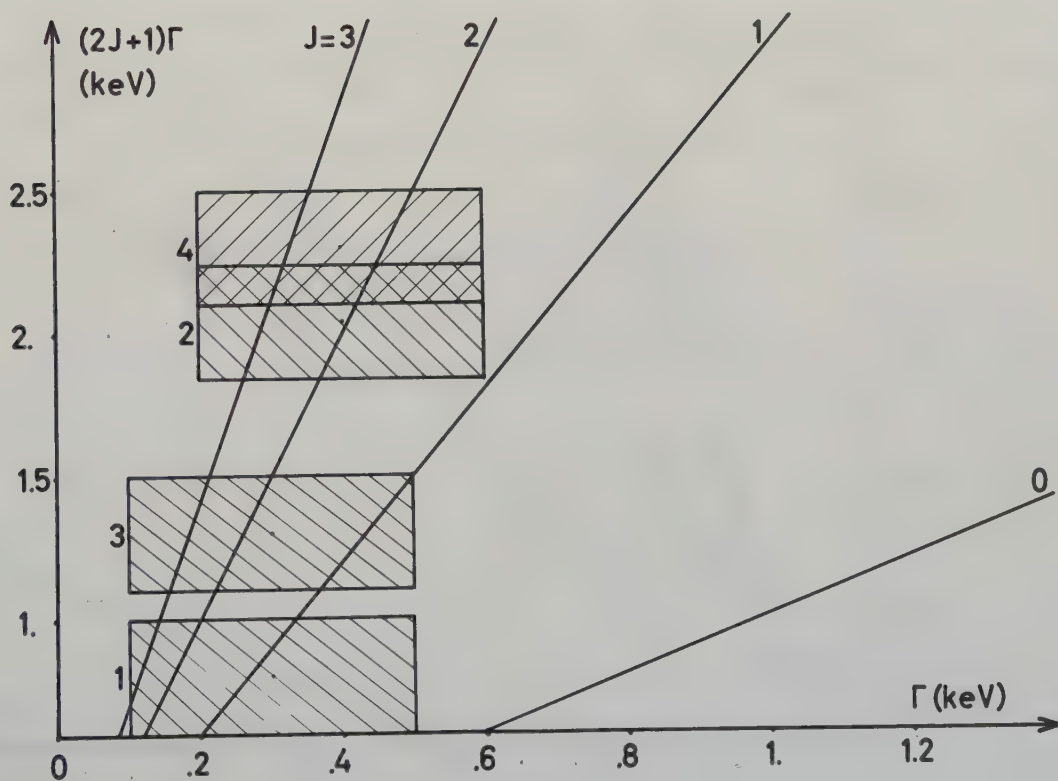


Figur 3.1
Anregungsfunktionen der $^{39}\text{K}(p,p)$ -Streuung, qualitativ,
für verschiedene Winkel θ und l -Werte und einen
Resonanzenergiebereich $1.7 \text{ MeV} \leq E_{\text{Res}} \leq 1.8 \text{ MeV}$



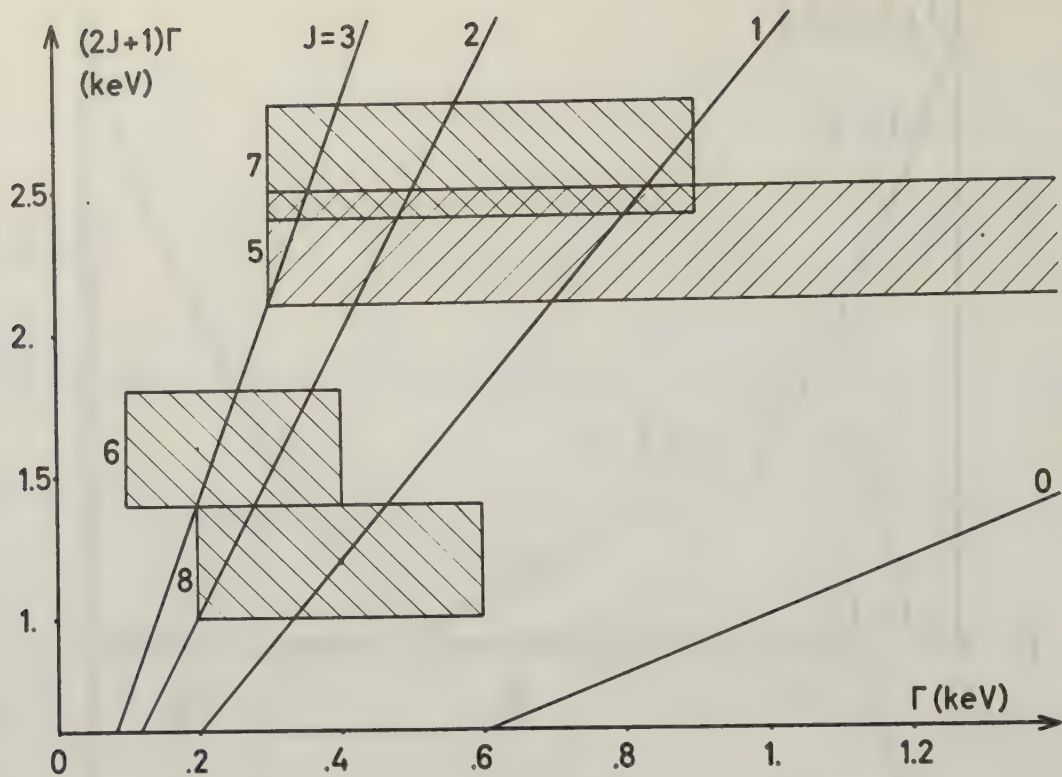
Figur 3.2

Parameter $f(J, \alpha_2^2) = \frac{1}{2J+1} (Z(1J1J, 12) - \alpha_2^2 (Z(1J1J, 12) + Z(1J1J, 22)))^2$



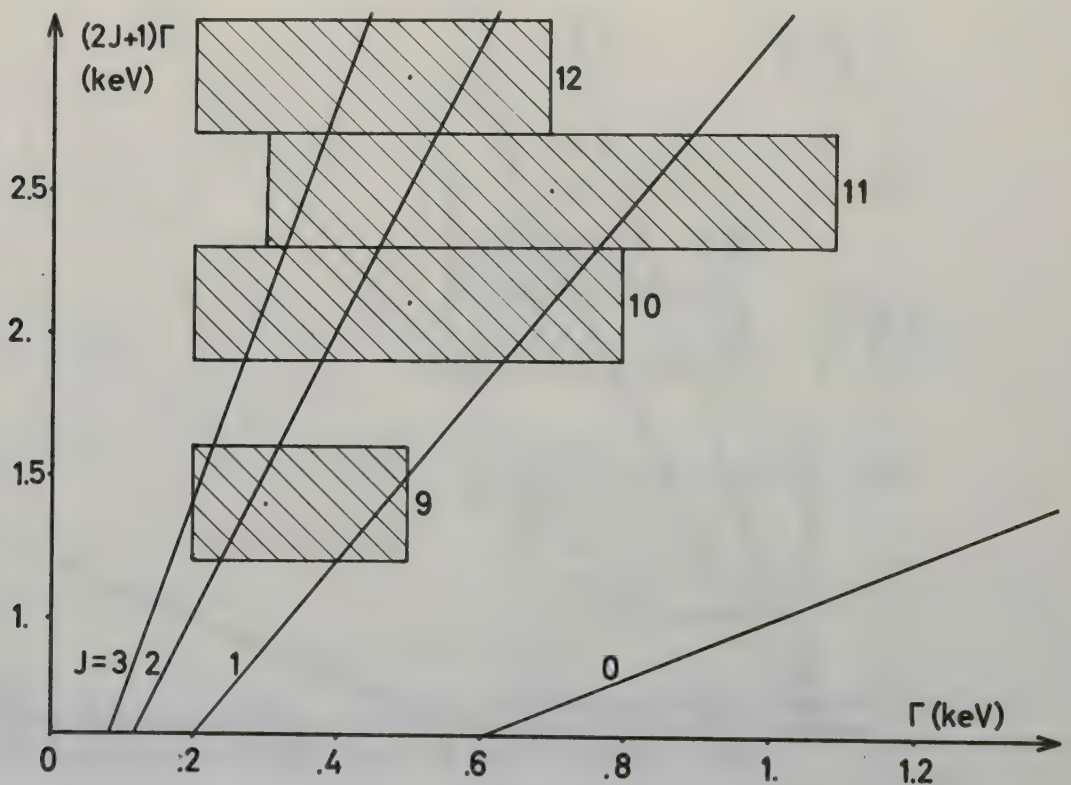
Figur 3.3a

$(2J+1)\Gamma$ als Funktion von Γ für $J = 0, 1, 2, 3$; Resonanzen 1, 2, 3, 4
Vergleich mit den Messwerten; die schraffierten Flächen geben
den jeweiligen Fehlerbereich an.



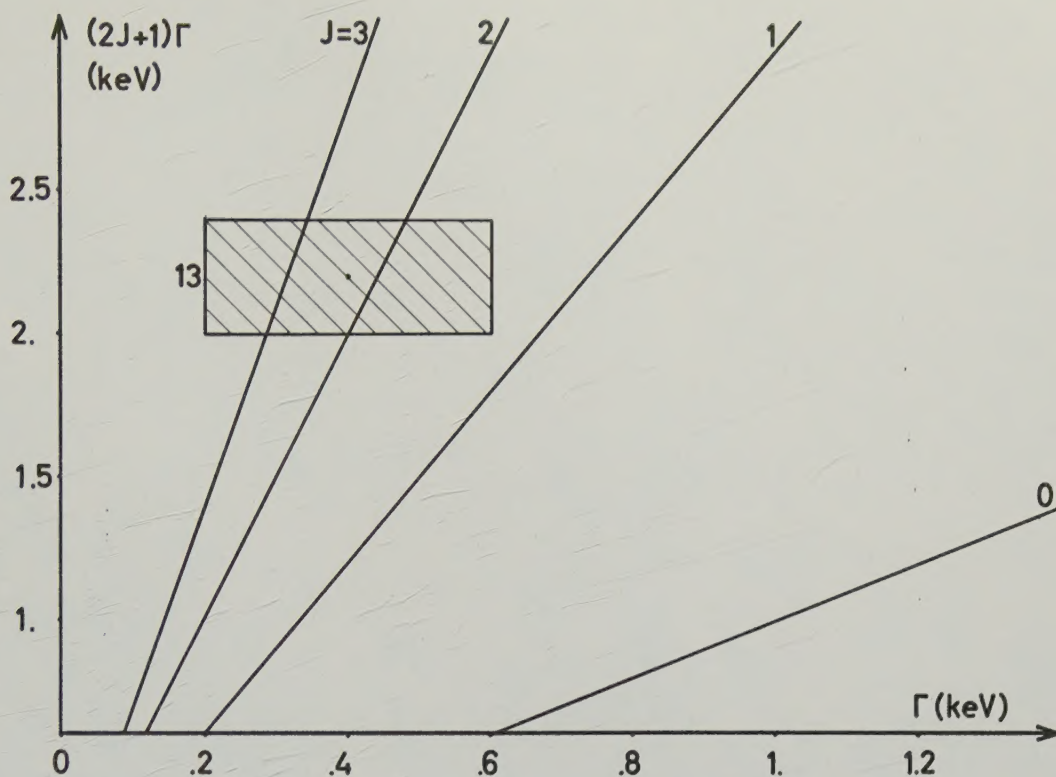
Figur 3.3b

$(2J+1)\Gamma$ als Funktion von Γ für $J = 0, 1, 2, 3$; Resonanzen 5, 6, 7, 8
Vergleich mit den Messwerten; die schraffierten Flächen geben die jeweiligen Fehlerbereiche an.



Figur 3.3c

$(2J+1)\Gamma$ als Funktion von Γ für $J = 0, 1, 2, 3$; Resonanzen 9, 10, 11, 12
Vergleich mit den Messwerten; die schraffierten Flächen geben die jeweiligen Fehlerbereiche an.



Figur 3.3d

$(2J+1)\Gamma$ als Funktion von Γ für $J = 0, 1, 2, 3$; Resonanz 13
 Vergleich mit den Messwerten; die schraffierte Fläche gibt
 den Fehlerbereich an.

